



Reconstruction des gerbes atmosphériques et mesure de la fluorescence de l'air pour l'étude des rayons cosmiques ultra énergétiques au sein du projet EUSO

Pierre Colin

► To cite this version:

Pierre Colin. Reconstruction des gerbes atmosphériques et mesure de la fluorescence de l'air pour l'étude des rayons cosmiques ultra énergétiques au sein du projet EUSO. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00010336

HAL Id: tel-00010336

<https://theses.hal.science/tel-00010336>

Submitted on 29 Sep 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier de Grenoble

THESE

Présentée pour obtenir

Le grade de DOCTEUR EN SCIENCE
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

par

Pierre COLIN

Laboratoire d'accueil : LAPP

Sujet :

Reconstruction des gerbes atmosphériques et mesure de la
fluorescence de l'air pour l'étude des rayons cosmiques ultra
énergétiques au sein du projet EUSO.

Directeur de thèse :
Patrick NEDELEC

Soutenue le **04 juillet 2005** devant la commission d'examen

Jacques	COLAS	Président
Fabrice	FEINSTEIN	
François	MONTANET	
Patrick	NEDELEC	
Antonio	ONOFRE	Rapporteur
Sylvie	ROSIER LEES	Rapporteur
Tiina	SUOMIJARVI	Rapporteur

Работа - не волк, в лес не убежит*

*Wôrrck iz not a Wôlf, it vil not rrun to the Fôrrest.

Remerciements

Tout d'abord je voudrais remercier Jacques Colas, Directeur du Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire, d'avoir toujours soutenu le projet MACFLY et d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Je remercie aussi chaleureusement tous les membres du Jury et plus particulièrement mes rapporteurs Antonio Onofre, Sylvie Rosier-Lees et Tiina Suomijarvi ainsi que Fabrice Feinstein pour leur relecture attentive de ce document et pour leurs commentaires et critiques très fécondes.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude et mon respect à mon directeur de thèse Patrick Nédélec qui a su diriger mes recherches sans dirigisme. Travailler avec lui fut une expérience plaisante et très enrichissante, qui j'espère pourra se reproduire à l'avenir.

большое спасибо Dmitry Naumov pour notre fructueuse collaboration sur la reconstruction des gerbes atmosphériques vues depuis l'espace et pour sa précieuse aide en programmation informatique.

J'aimerais aussi remercier les personnes du groupe EUSO-France, en particulier Eric Plagnol, François Montanet et Didier LeBrun pour leurs remarques et conseils fort intéressants.

Merci également à Claude Girard et tout le service mécanique du LAPP qui a toujours été disponible et intéressé par notre projet. Un grand merci plus particulièrement à :
Franck Cadoux pour son aide sur le projet EUSO et MACFLY et sur l'utilisation d'une source radioactive au laboratoire ;
Michel Cailles qui a dessiné et commandé toutes les pièces mécaniques de l'expérience;
Jacky Ballansat qui a réalisé de nombreuses pièces et qui m'a conseillé dans la conception de bien d'autres.

J'aimerais associer à ces remerciements toute la collaboration MACFLY. En Particulier Artem Tchukanov qui a mis au point le système d'acquisition au CERN et m'a aidé dans la simulation GEANT4. Ainsi que Leonid Tkatchev et tout le groupe de Russie pour leur participation aux shifts et leur chaleureux accueil à Dubna. Je remercie également Antonio Onofre pour son active collaboration au projet MACFLY.

Merci à André Bream pour la conception et la fabrication des Miroirs MACFLY.

Merci à Michel Maire de son éclairage sur les interactions particules/matière et sur la programmation GEANT4. Je tiens à remercier également Jean Jacquemier pour l'installation et la mise à jour du programme GEANT4.

Merci à Gérard Dromby pour la création des sites Internet de [MACFLY](#) et de l'[IWFM05](#) ainsi que pour le design du logo de l'expérience :



Merci à Nicole Berger pour avoir déniché les documents introuvables utiles à cette thèse.

Merci à Laurence Gramain pour sa participation à l'organisation de l'IWFM05.

Merci à Jean Pierre Peigneux de nous avoir légué sa « caverne d'Ali Baba » de laquelle nous avons récupéré les PM et les lentilles de l'expérience MACFLY.

Merci à Pierre Yves David pour avoir eu la gentillesse de fabriquer une carte électronique d'adaptation pour l'entrée du signal sur le QDC.

Merci à Daniel Sillou pour sa relecture de ma thèse et ses conseils avisés

Je tiens également à remercier Julien Viret qui sans être trop perturbé par mes méditations post-déjeuné, a su partager mon bureau et m'aider en électronique et la mise au point du système d'acquisition des données.

Je dois également remercier un autre padawans : Jonathan Pochon qui a contribué à cette thèse en apportant le nom avant-gardiste de MACFLY à notre expérience.

Un grand merci également à ma maman pour sa participation à la réduction du nombre de fautes d'orthographe de ce document.

Et enfin à ma chère Laurence qui en plus de me soutenir moralement, n'a pas hésité à mettre à contribution toute sa famille pour nous préparer un délicieux pot de thèse.



Table des Matière

INTRODUCTION	10
CHAPITRE I : LA PHYSIQUE DES RCUES	12
A. Rayons Cosmiques Ultra Energétiques (RCUE).....	12
1. Rayons cosmiques	12
2. Historique des RCUEs	16
3. Origines des RCUEs.....	17
4. Coupure GZK.....	25
5. Astronomie RCUE ?.....	28
B. Gerbes atmosphériques	30
1. Description générale.....	30
2. Interaction primaire	32
3. Gerbe Hadronique	33
4. Gerbe électromagnétique.....	34
5. Energie déposée dans l'air.....	34
6. Dispersion radiale et densité	36
7. Localisation	37
8. Lumières produites.....	38
CHAPITRE II : DETECTION DES RAYONS COSMIQUES	40
A. Détection directe.....	40
B. Détection des gerbes atmosphériques.....	42
1. Particules chargées au sol.....	42
2. Lumière Čerenkov	43
3. Fluorescence.....	44
4. Détecteur hybride	46
5. La radiodétection.....	47
C. Détection des neutrinos.....	48
D. Le projet EUSO.....	49
1. Introduction	49
2. Principe de l'expérience	50
3. Description du détecteur.....	51
4. Simulation	58
5. Performances.....	66
CHAPITRE III : RECONSTRUCTION DES GERBES ATMOSPHERIQUES.....	74
A. Introduction.....	74
B. Principe de la reconstruction	76
1. Paramètres clefs.....	76
2. Classification des évènements.....	77
3. Procédure.....	77
4. Modèles	79
C. Ajustement des données	80
D. Reconstruction des angles	81

E. Reconstruction de l'altitude de la gerbe.....	84
1. Méthode utilisant l'écho Čerenkov	84
2. Méthode sans Čerenkov	85
3. Comparaison.....	89
F. Reconstruction du grammage au maximum de la gerbe	91
1. Méthodes	91
2. reconstruction de la nature du RCUE.....	92
G. Reconstruction de l'énergie	94
1. Méthodes	94
2. Reconstruction en aveugle	95
H. Conclusion	97
CHAPITRE IV : LA FLUORESCENCE DE L'AIR	98
A. Introduction.....	98
1. La fluorescence	98
2. Air atmosphérique	99
B. Mécanismes et Modèles.....	101
1. Le spectre de la fluorescence de l'air	101
2. Fluorescence du diazote	103
3. Excitation de l'air	106
4. Inhibition par collision dans le diazote	112
5. Inhibition due à l'oxygène et à la vapeur d'eau	113
6. Catalyse due à l'argon	115
7. Dépendance en pression	116
8. Production de lumière par fluorescence de l'air.....	118
C. Nouveau modèle	122
D. Fluorescence des gerbes atmosphériques.....	124
E. Problèmes et défauts des modèles	125
1. le spectre.....	125
2. le Rendement.....	125
3. Dépendances.....	125
F. Nouvelles mesures.....	127
1. Collaboration internationale.....	127
2. Nouvelles expériences.....	128
CHAPITRE V : MACFLY.....	130
A. Introduction.....	130
B. Principes de l'expérience	131
1. Objectifs	131
2. une expérience mais deux détecteurs	132
3. principe de la mesure.....	133
4. Macfly 1	134
5. Macfly 2	135
C. Caractéristiques techniques de MF1.....	136
1. Géométrie.....	136
2. Le miroir.....	137
3. Lentille	138

4. Guide de lumière	139
5. Filtres.....	140
6. Fenêtre d'entrée/sortie du faisceau.....	140
7. Absorbeur du rayonnement Čerenkov.....	141
D. Caractéristiques techniques de MF2.....	142
1. Géométrie.....	142
2. Optique.....	143
3. Pied de gerbe	143
E. Les photomultiplicateurs.....	146
F. Les capteurs	147
1. Pression	147
2. Température	147
G. Le système de gaz.....	148
1. Les gaz.....	148
2. Contrôle de la pression.....	148
H. Le système de refroidissement.....	149
I. Source radioactive	150
J. Système d'acquisition des données.....	152
1. Système de déclenchement.....	152
2. QDC	153
3. TDC.....	154
4. Programme Labview	154
5. Structure des données.....	154
K. Etalonnage.....	155
1. Principe général.....	155
2. Etalonnage du système optique de MF1	155
3. Etalonnage des PM.....	156
4. In situ.....	157
L. Dispositifs expérimentaux	158
1. En Laboratoire (LAPP)	158
2. En faisceau test au CERN	161
3. Au JINR.....	164

CHAPITRE VI : METHODE D'ANALYSES DES DONNEES ET ETUDES DES SYSTEMATIQUES.....166

A. Principe de l'analyse	166
B. Ajustement du spectre d'un photomultiplicateur (reconstruction de DL).....	168
1. motivation.....	168
2. Fonctionnement d'un PM.....	169
3. Test de différentes distributions	170
4. Solution retenue.....	173
5. Procédure d'ajustement et sensibilité.....	175
6. Incertitude de la méthode.	175
C. Les bruits de fond (mesure de Bgd).....	177
1. Définition	177
2. Bruit de fond en laboratoire	178
3. Bruit de fond au CERN	179

4. Bruit de fond sur la zone expérimentale du Microtron du JINR.....	182
D. Rayonnement Čerenkov (simulation de CDL)	183
1. MF1	183
2. MF2	184
E. Efficacité totale du détecteur (simulation de ϵ_{MF})	185
1. L'acceptance géométrique de MF1	185
2. L'acceptance géométrique de MF2	190
3. Efficacités totales utilisée	191
F. Energie déposée dans l'enceinte (Simulation de E_{dep}).....	194
1. MF1	194
2. MF2	196
G. Les erreurs systématiques.....	198
CHAPITRE VII : RESULTATS ET INTERPRETATIONS	200
A. Résultats.....	200
1. MF1 au LAPP.....	200
2. MF1 au CERN.....	201
3. MF2 au CERN.....	202
B. Comparaison air sec - azote pur	204
C. Dépendance avec les conditions atmosphériques	206
1. Dépendance en pression	206
2. Dépendance en température	210
3. Dépendance avec l'humidité	211
D. Dépendance avec la source d'excitation.....	212
1. Electrons d'énergies différentes	212
2. Dépendance avec l'âge de la gerbe	213
E. Conclusion.....	215
CONCLUSION	218

Introduction

Depuis une quarantaine d'années, plusieurs expériences d'astroparticule ont mis en évidence la présence de rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV au sein du rayonnement cosmique bombardant la Terre. La simple existence de ces rayons cosmiques ultra énergétiques (RCUE) est actuellement un grand mystère pour les physiciens et leur étude pourrait être révélatrice de nouvelle physique.

Malheureusement, les RCUE sont très rares et seulement une douzaine d'évènements a été détectée pour l'instant. Leurs propriétés sont très mal connues. Le spectre en énergie, la nature et la direction d'arrivée des RCUE pourraient nous apprendre beaucoup de choses sur les sources qui les produisent et sur le milieu intersidéral dans lequel ils se propagent pour arriver jusqu'à nous.

Le télescope EUSO est un projet de détecteur de RCUE novateur qui devrait permettre de mesurer plus de mille RCUE par an. Le principe de détection est basé sur l'observation depuis l'espace de l'interaction des RCUE avec l'atmosphère, grâce à la fluorescence de l'air. Lorsqu'un RCUE pénètre dans l'atmosphère, il crée une gigantesque gerbe atmosphérique qui excite les molécules d'air qui produisent alors de la lumière UV par fluorescence.

Dans le premier chapitre de ma thèse je ferai un tour d'horizon de nos connaissances actuelles sur les rayons cosmiques et sur les différents scénarii envisagés pour expliquer l'existence des RCUE. Puis nous nous intéresserons aux caractéristiques des gerbes atmosphériques produites par leur interaction avec l'atmosphère terrestre.

Le deuxième chapitre est consacré aux différentes techniques expérimentales imaginées pour mesurer les RCUE. Il existe principalement deux méthodes basées soit sur la détection des particules chargées au sol, soit sur l'observation de la fluorescence de l'air. Ces deux techniques ne semblent pas obtenir les mêmes résultats expérimentaux. Après avoir présenté les expériences passées, présentes et futures, nous nous focaliserons sur le projet EUSO.

Notre travail au sein de la collaboration EUSO, a été le développement d'une nouvelle méthode de reconstruction des gerbes atmosphériques observées depuis l'espace. Dans le chapitre 3, je présenterai les différents algorithmes développés et les résultats obtenus par notre méthode sur des séries d'évènements simulés.

Le rendement de la production de lumière par fluorescence est un point clef de la reconstruction de l'énergie des RCUE. Les chapitres 4, 5, 6 et 7 sont consacrés à l'étude de la fluorescence de l'air et à l'expérience de mesure de cette fluorescence : MACFLY (Measurement of Air Čerenkov and Fluorescence Light Yield).

Le chapitre 4 présente l'état de l'art de la production de la fluorescence de l'air. Après une description théorique du mécanisme de la fluorescence et une vue critique des différents modèles utilisés actuellement, nous verrons que la communauté scientifique a engagé de nombreuses nouvelles expériences pour remédier aux incertitudes actuelles dans ce domaine.

Une de ces expériences est le projet MACFLY, dont les objectifs et le principe sont présentés au chapitre 5. L'expérience MACFLY est la première expérience à mesurer la fluorescence de l'air produite par une gerbe électromagnétique se développant en partie dans l'air, comme le font les gerbes atmosphériques. Cette mesure s'est faite grâce à différentes campagnes de mesures dont la principale a eu lieu l'été 2004 sur une ligne de faisceau test au CERN. Les dispositifs expérimentaux du projet sont décrits en détail au chapitre 5.

Le chapitre 6 présente la méthode d'analyse des données et l'étude des erreurs statistiques et systématiques de l'expérience. Pour ces études nous avons utilisé plusieurs programmes de simulation dont un programme complet basé sur GEANT4.

Enfin nous terminerons cette thèse par l'analyse des premiers résultats de l'expérience MACFLY qui montre la validité de certaines hypothèses faites par les modèles de fluorescence de l'air. Nous verrons en particulier que les propriétés de la fluorescence ne dépendent pas de la source d'excitation de l'air.

Chapitre I : La physique des RCUEs

A. Rayons Cosmiques Ultra Energétiques (RCUE).

1. Rayons cosmiques

Au début du vingtième siècle, on découvrit l'existence d'un mystérieux rayonnement ionisant provenant de l'espace[1] que l'on appela « rayons cosmiques ». Comme tous les concepts physiques empiriques le sens du terme « rayon cosmique » a fluctué dans le temps et, de ce fait, il n'est pas facile à définir précisément. On pourrait simplement considérer comme « rayon cosmique » tout rayonnement détecté sur Terre provenant de l'espace. Mais derrière cette définition très large se cache en fait une multitude de phénomènes physiques de natures différentes. On distingue en effet différents types de rayonnements : les photons (rayon γ), les particules chargées (électron, positon, ou noyau d'atome), les neutrinos ou même des ondes gravitationnelles. L'origine de ces rayonnements peut être très variable : solaire (vent solaire), galactique, extra-galactique et même peut-être cosmologique.

Expérimentalement on mesure un rayonnement ionisant la haute atmosphère qui provient soit du vent solaire soit d'un flux de particules non solaires parfaitement isotrope. Dans la suite de ma thèse le terme « rayon cosmique » désignera une particule du flux non solaire. Ce flux est isotrope car la quasi-totalité des particules qui le composent, sont des particules chargées dont la direction de propagation est brassée par le champ magnétique galactique. A ces particules chargées s'ajoutent des photons et neutrinos de haute énergie qui peuvent interagir sur Terre de façon très semblable aux particules chargées. (cf. partie B. gerbe atmosphérique)

Actuellement les sources des rayons cosmiques sont mal connues mais il s'agit certainement d'objets astrophysiques compacts qui émettent des particules énergétiques. Ces particules se propagent jusqu'à nous à travers l'espace et le temps. Pendant ce voyage elles peuvent interagir avec le milieu intersidéral et être modifiées (accélérées, déviées, désintégrées...)

En arrivant sur Terre la quasi totalité des rayons cosmiques primaires sont arrêtés par l'atmosphère ou repoussés par le champ magnétique terrestre. On détecte cependant un rayonnement au niveau du sol qui correspond aux particules secondaires issues des interactions entre l'atmosphère et les rayons cosmiques primaires incidents.

La principale caractéristique d'un rayon cosmique est son énergie cinétique exprimée en électron-Volt ($1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$) que l'on appellera simplement son énergie. La figure 1.1 représente le spectre en énergie du flux de rayons cosmiques au voisinage de la Terre[2]. Ce flux a été obtenu en compilant les résultats des expériences passées décrites au chapitre 2.

Sur cette figure, on voit que le flux décroît fortement avec l'énergie sur le domaine accessible aux expériences (entre 10^8 eV et 10^{20} eV). Au premier ordre le flux s'ajuste à une loi de puissance en E^{-3} (droite en pointillé sur la figure 1.1).

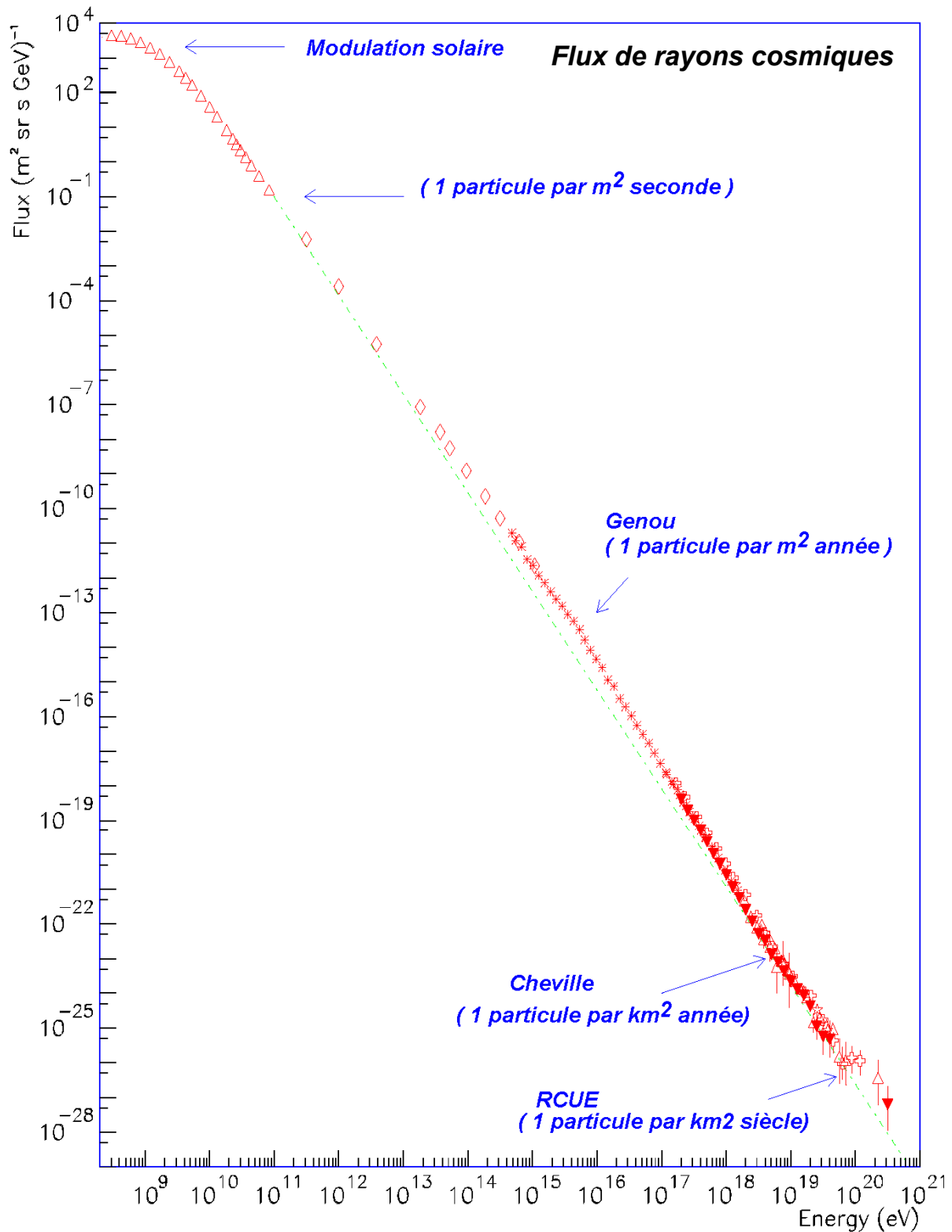


Figure 1. 1 : spectre en énergie du flux de rayons cosmiques extrait de[3] (vu précédemment dans[2])

A basse énergie (1 GeV) le spectre est atténué par le vent solaire (modulation solaire). Ce dernier crée un champ électromagnétique s'éloignant du soleil qui entraîne toutes les particules chargées vers l'extérieur du système solaire. Il empêche les rayons cosmiques d'énergie inférieure à environ 600 MeV d'atteindre la Terre et soustrait aux autres cette même énergie. Cette énergie peut varier du simple au double suivant l'activité solaire[4]. Au delà de quelques GeV la modulation solaire devient négligeable et le spectre mesuré au niveau de la Terre est invariant et sûrement très semblable à celui régnant dans le milieu interstellaire.

A haute énergie (10^{20} eV), aucune énergie limite n'a véritablement été détectée. Chaque fois que de nouveaux instruments permettant de mesurer des énergies plus élevées sont apparus, des rayons cosmiques d'énergie supérieure ont été au rendez-vous. A l'heure actuelle seules des limites techniques bloquent le spectre en énergie à environ 10^{20} eV. Le spectre ne semble pas chuter drastiquement à partir d'une énergie donnée, contrairement à tous les modèles astrophysiques expliquant l'existence des rayons cosmiques qui prédisent une énergie maximale au delà de laquelle aucun mécanisme connu ne permet d'accélérer les particules. L'origine des rayons cosmiques d'énergie extrême est une grande énigme à l'heure actuelle.

Si l'on regarde de plus près la forme du spectre, on voit qu'on peut l'ajuster parfaitement bien par une succession de loi de puissance $E^{-\gamma}$ avec seulement trois modifications de l'indice spectral (les deux genoux et la cheville). La figure 1.2 représente le spectre en énergie multiplié par E^3 pour mettre en évidence les changements de pente. Cette figure est basée sur l'ensemble des résultats expérimentaux en l'an 2000[5].

Pour $10^{9,5} \text{ eV} < E < 10^{15,3} \text{ eV}$: $\gamma \approx 2,7$

Pour $10^{15,3} \text{ eV} < E < 10^{17,8} \text{ eV}$: $\gamma \approx 3$

Pour $10^{17,8} \text{ eV} < E < 10^{18,6} \text{ eV}$: $\gamma \approx 3,2$

Pour $E > 10^{18,6} \text{ eV}$: $\gamma \approx 2,75$

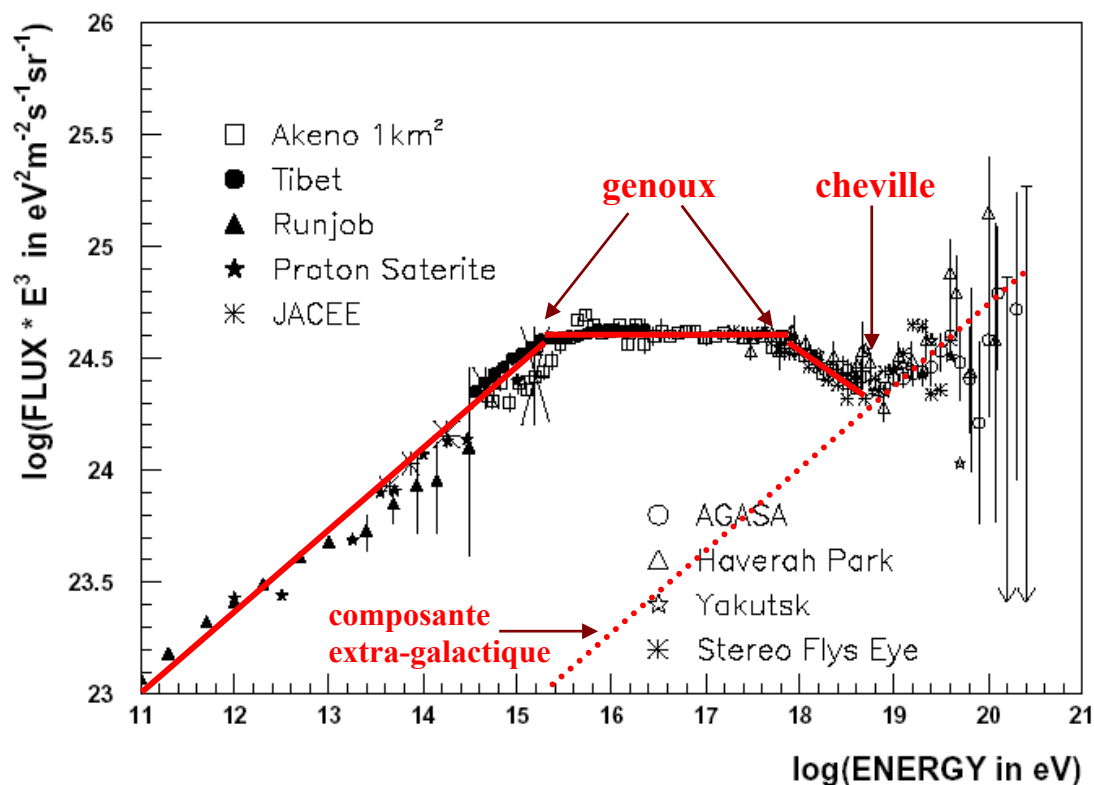


Figure 1. 2 : spectre en énergie des rayons cosmiques : flux* E^3 [5]

Les rayons cosmiques seraient majoritairement d'origine galactique jusqu'à environ $4 \cdot 10^{18}$ eV. Les changements de pente dans le spectre au niveau de $2 \cdot 10^{15}$ eV et $6 \cdot 10^{17}$ eV (genoux) n'ont pas d'explication satisfaisante. Ils sont sûrement dus à un changement dans le processus d'accélération ou de propagation des rayons dans la galaxie.

La cassure appelée cheville à $4 \cdot 10^{18}$ eV correspondrait à l'apparition d'une nouvelle source de rayons cosmiques. A cette énergie, la composante extra-galactique dont le spectre est plus dur deviendrait majoritaire dans le rayonnement cosmique.

L'autre caractéristique importante d'un rayon cosmique est sa nature. Mais cette caractéristique est plus difficile à déterminer. La composition du rayonnement n'est connue qu'à basse énergie (< 100 TeV) où la détection directe est possible car le flux est important. Les rayons cosmiques de faible énergie sont principalement des noyaux : d'hydrogène, d'hélium, de carbone, d'oxygène ou de fer dans des proportions semblables à la matière ordinaire[6]. On imagine alors que les rayons cosmiques sont des particules de matière banale (sans énergie) qui ont été accélérées dans des sites astrophysiques particuliers jusqu'à des vitesses relativistes (proche de la vitesse de la lumière).

On peut aussi caractériser un rayon cosmique par sa direction incidente mais comme il est généralement chargé, sa trajectoire est déviée par le champ magnétique galactique qui homogénéise le flux dans toutes les directions. Seuls les rayons cosmiques de très haute énergie qui sont les moins déviés par le champ magnétique gardent une information sur la direction de leur source. Le flux n'est plus isotrope à partir d'une certaine énergie. Par exemple l'expérience AGASA a mesuré l'anisotropie du flux aux alentours de 10^{18} eV (figure 1.3). Cette mesure semble indiquer que l'origine du rayonnement est galactique à cette énergie car il y a un excès de rayons cosmiques arrivant dans la direction du centre galactique[7]. Par contre la même étude effectuée pour des rayons cosmiques au-delà de la cheville montre que les petites anisotropies détectées ne suivent plus la structure galactique[8]. Ainsi, on pense que leur origine est extra-galactique à partir de cette énergie.

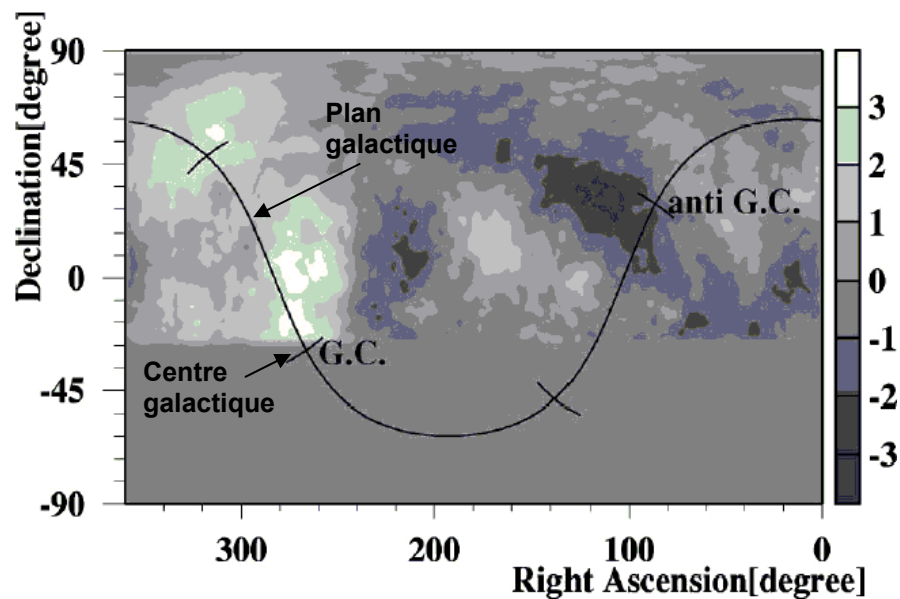


Figure 1.3 : carte de la déviation statistique du flux de rayons cosmiques entre $8 \cdot 10^{17}$ et $2 \cdot 10^{18}$ par rapport à une distribution isotrope[7]

2. Historique des RCUEs

C'est en 1912 que furent mis en évidence les premiers phénomènes liés à l'existence des rayons cosmiques. Grâce à des mesures faites en ballon, le physicien autrichien Victor Hess découvre une augmentation de l'ionisation de l'atmosphère avec l'altitude[1]. Il en déduit l'existence d'un rayonnement provenant de l'espace qui ionise la haute atmosphère. Il fut couronné par le prix Nobel de physique pour cette découverte.

En ce qui concerne les rayons cosmiques de grande énergie, ce n'est qu'à la fin des années 1930 que le physicien français Pierre Auger fait faire un pas décisif à ce domaine en avançant l'hypothèse que des particules chargées détectées au niveau du sol et corrélées en temps entre elles sont en fait des fragments d'une même gerbe atmosphérique créée par un rayon cosmique primaire de haute énergie. L'étude de ces gerbes lui permet de conclure dès 1938 que l'énergie des rayons cosmiques peut atteindre et dépasser 10^{15} eV[9].



Figure 1. 4 : Pierre Auger (1899-1993) et Victor Hess (1883-1964) .

Pierre Auger ne pouvait toutefois ni mesurer précisément l'énergie des rayons cosmiques ni en déterminer leur direction incidente. Cela sera fait vingt-quatre ans plus tard (1962), par John Linsley[10] grâce à un réseau de détecteurs installé dans le désert du Nouveau-Mexique (au lieu-dit Volcano Ranch). Avec cet instrument, on détecte pour la première fois un rayon cosmique qui atteint le seuil d'énergie symbolique de 10^{20} eV.

Cette mesure fit grand bruit à l'époque car on ne pensait pas qu'il pouvait exister des particules atteignant une telle énergie. Même l'ingénieux modèle d'accélération par chocs successifs proposé quelques années plus tôt (1949) par Enrico Fermi[11] ne pouvait expliquer une énergie aussi colossale.

A l'heure actuelle l'énigme n'est toujours pas résolue bien qu'une vingtaine d'évènements similaires à celui de Volcano Ranch aient été détecté par différentes expériences : SUGAR[12], Haverah Park[13], Fly's Eye[14], AGASA[15], Yakutsk[16] et HiRes[17]. Celle-ci sont décrites plus en détail au chapitre 2.

Ces rayons cosmiques d'énergie gigantesque sont dénommés dans ma thèse les « **Rayons Cosmiques Ultra Energétiques** » (RCUE). Leur énergie est typiquement de l'ordre de 10^{20} eV ($E > 5 \cdot 10^{19}$ eV). Le record d'énergie actuelle est détenu par l'expérience Fly's Eye avec un rayon cosmique de $3 \cdot 10^{20}$ eV c'est à dire pratiquement 50 Joules ! (énergie cinétique d'une balle de tennis au service à 150 km/h.)

3. Origines des RCUEs

a) Introduction

Si les sources des rayons cosmiques ne sont pas bien connues par les astrophysiciens, celles des RCUEs sont encore plus énigmatiques. Il existe bien des modèles astrophysiques permettant d'accélérer des particules à de telles énergies mais ils ne permettent pas d'expliquer la forme du spectre mesuré sur Terre.

Ces énergies extrêmes pourraient aussi être révélatrices de nouvelle physique. Une multitude de théories tentent d'expliquer le spectre observé. Elles ne sont à l'heure actuelle que des hypothèses qui ne pourront être confirmées ou infirmées que par des nouvelles mesures à plus haute énergie.

On sépare généralement les mécanismes de production de RCUEs en deux catégories :

- Les procédés « bottom-up » qui comme les modèles astrophysiques classiques supposent que les RCUEs ont été accélérés.
- Les procédés « top-down » qui supposent que les RCUEs n'ont pas été accélérés mais sont produits à cette énergie.

En attendant les résultats des futures expériences (EUSO, AUGER, etc.), de nombreux scénarii sont envisagés que nous allons essayer de résumer ici. Le but de ce paragraphe n'est pas d'entrer dans les détails des mécanismes des modèles mais seulement d'en comprendre les principes et de déterminer leurs prédictions sur le flux de RCUE (nature, spectre, anisotropie...).

b) Les modèles astrophysiques (classiques)

Les processus astrophysiques considèrent que les RCUEs sont, comme les rayons cosmiques de plus basse énergie, des particules ordinaires qui ont été accélérées dans de très puissants accélérateurs cosmiques.

Le premier mécanisme d'accélération pertinent qui a été proposé est le modèle de Fermi[11]. Dans ce modèle les particules gagnent de l'énergie lorsqu'elles rencontrent des “miroirs magnétiques” qui se déplacent vers elles. Ces miroirs sont des nuages de gaz ou de poussières contenant un fort champ magnétique qui dévie la trajectoire des rayons cosmiques. Ils agissent sur une particule chargée comme une raquette sur une balle et fournissent de l'énergie cinétique à la particule (voir figure 1.5).

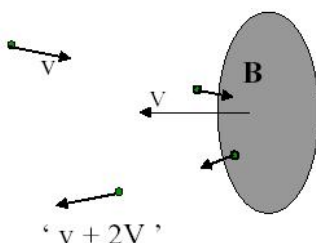


Figure 1. 5 : accélération lors d'un choc frontal avec un miroir magnétique non relativiste

Par chocs successifs les rayons cosmiques peuvent atteindre des énergies gigantesques. Le problème du modèle de Fermi est le temps d'accélération qui est bien trop grand. Il faut compter de l'ordre d'un milliard d'années pour accélérer un proton à 10^{20} eV. Un aspect moderne du modèle de Fermi est l'accélération par traversée d'onde de choc[18]. Ces nouveaux modèles ont un temps d'accélération beaucoup plus court et ils prédisent un spectre d'énergie à la production en E^{-2} compatible avec les observations.

Cependant pour être accélérées les particules doivent rester confinées par un champ magnétique dans l'accélérateur cosmique pour continuer à rencontrer des miroirs magnétiques et des ondes de choc. Le champ magnétique qui doit régner dans cette zone de l'espace doit donc être tel que le rayon de courbure des particules chargées soit inférieur à la taille de la source. L'énergie maximale à laquelle une source peut accélérer une particule est alors proportionnelle à :

$$E_{\max} \propto z \cdot \gamma \cdot B \cdot R_S$$

où z est la charge de la particule, γ le facteur de Lorentz du choc, B le champ magnétique et R_S le rayon de la source.

On place les différents objets astrophysiques susceptibles d'être des sources de rayons cosmiques sur un diagramme qui représente le champ magnétique en fonction de la taille de la source. Ce diagramme appelé diagramme de Hillas[19] est représenté figure 1.6. Il permet de visualiser l'énergie limite à laquelle une source peut accélérer une particule. Nos connaissances actuelles nous donnent environ 1 ZeV (10^{21} eV) comme énergie limite pour un proton.

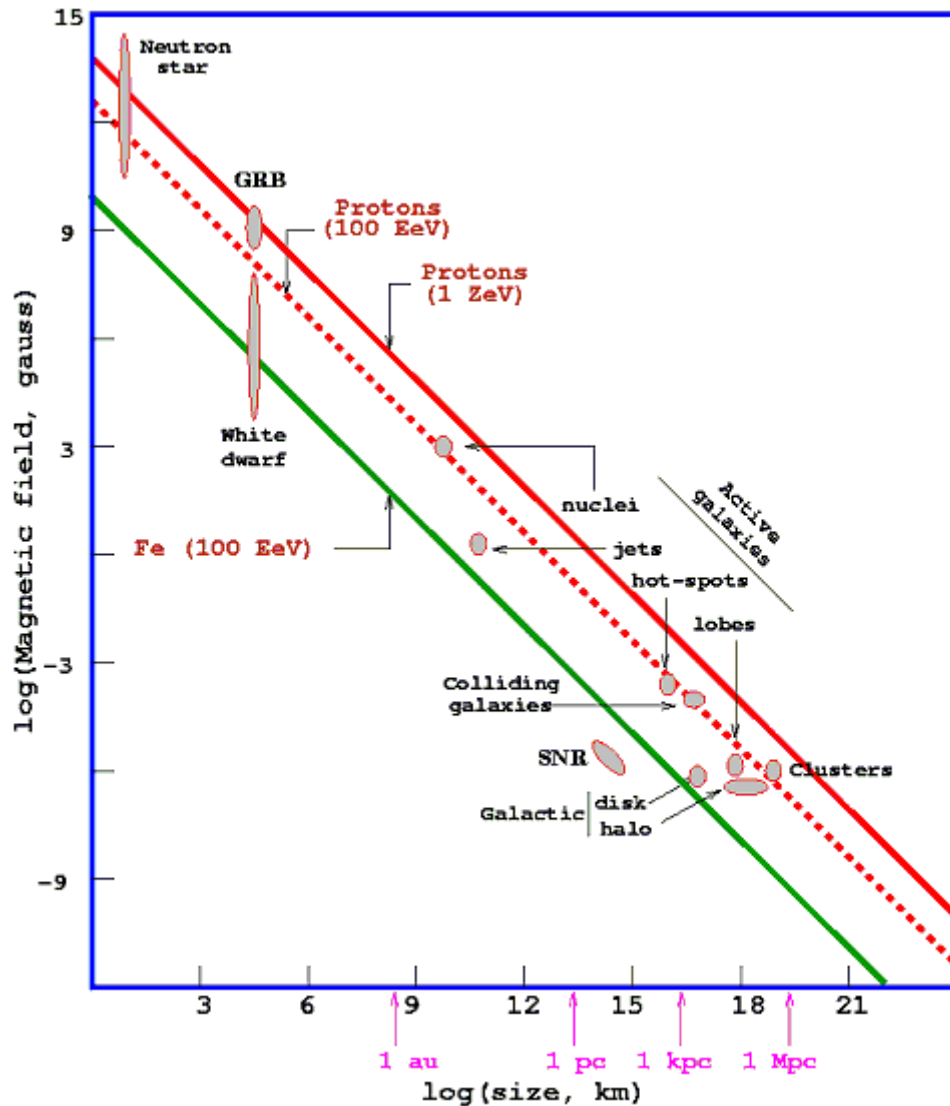


Figure 1. 6 : diagramme de Hillas[19] (extrait de[18])

L'étude de l'anisotropie de la direction des rayons cosmiques a montré l'origine galactique des rayons cosmiques jusqu'à la cheville. Grâce au modèle d'accélération par propagation d'onde de choc, on a montré que les supernovae (explosion d'étoile très massive en fin de vie) peuvent être à l'origine des rayons cosmiques jusqu'à une énergie d'environ 10^{15} eV. Au delà l'origine reste énigmatique. Entre le 1^{er} genou et la cheville les rayons cosmiques sont toujours galactiques mais de source inconnue. Les premiers candidats seraient alors les micro-quasars ou les étoiles à neutron.

Pour les RCUEs qui seraient d'origine extra-galactique le champ de recherche de source s'élargit et l'astrophysique peut faire appel aux phénomènes les plus énergétiques de l'univers pour expliquer leurs existence[21] . Les sources envisagées sont :

Noyaux actifs de Galaxie

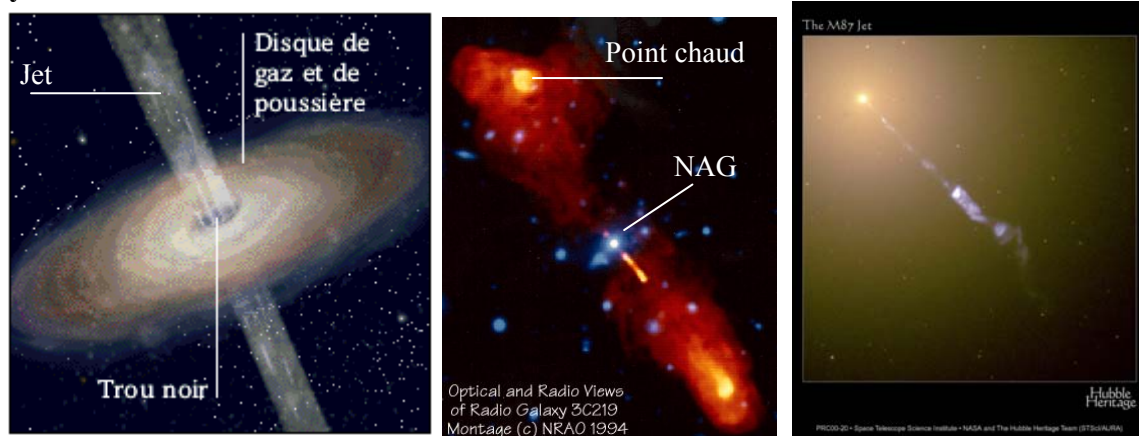


Figure 1. 7 : Noyau Actif de Galaxie : schéma du noyau ; radio galaxie 3c219; Jet de M87 (FR2).

Les noyaux de galaxie actifs (NAG) sont des galaxies dont le trou noir central extrêmement massif a une activité particulièrement intense. Le disque d'accrétion en rotation rapide autour du trou noir éjecte des jets de particules ultra relativistes qui peuvent atteindre des centaines de kilo-parsec¹. Lorsque ces jets rencontrent des nuages de matière, il se crée des points chauds qui émettent un fort rayonnement en ondes radio. (cf. radio galaxie 3c219 figure 1.7). Il existe de nombreux type de NAG. Celle qui pourraient être sources de RCUE sont les plus énergétiques d'entre elles, c'est-à-dire les radio-galaxies FR2 et les blazars.

Les modèles astrophysiques les plus optimistes permettent à des protons d'être accélérés jusqu'à 10^{21} eV dans les ondes de choc relativiste des jets ou au niveau des points chauds.

Les blazars qui sont des NAG avec le jet dirigé vers la Terre, sont des candidats particulièrement intéressants comme source de RCUE.

Si les galaxies actives sont bien les sources de RCUE, ces derniers devraient être principalement des hadrons (noyaux) semblables aux rayons cosmiques d'énergie moindre. Les NAG étant des sources permanentes réparties uniformément dans l'univers, le spectre en énergie devrait s'écrouler à partir d'environ 10^{20} eV à cause de l'effet GZK (phénomène décrit dans le paragraphe I.A.4 Coupure GZK).

Micro-quasars

Les micro-quasars sont des objets galactiques qui ont la même géométrie que les NAG mais à une échelle beaucoup plus petite. Le trou noir central n'est qu'un trou noir stellaire de quelques masses solaires et les jets ne s'étendent que sur quelques parsecs.

¹ 1 parsec=1 pc=3.0857 10^{16} m= 3.262 année lumière. Rayon de la voie lactée = 20 kpc

Sursauts gamma

Les sursauts γ sont des explosions gigantesques que l'on perçoit sur Terre comme un flux soudain de photons γ provenant d'un point de l'espace. La structure temporelle de ces sursauts est très variable. On les classe en deux catégories : les courts de quelques secondes et les longs de quelques minutes. La rapidité de ces phénomènes nous indique une grande compacité des objets qui en sont les sources. Les sursauts γ sont accompagnés d'une contrepartie optique appelé la rémanence qui dure quelques jours. Grâce à la rémanence, on a pu déterminer la distance de la galaxie hôte des sursauts γ . Elles sont très éloignées (à un redshift² $Z=1$ en moyenne). On en déduit donc que l'énergie libérée lors de ces explosions est très importante (10^{44} à 10^{47} J).

Un des modèles classiques des sursauts γ suppose que suite à la libération d'une grande quantité d'énergie (par exemple lors de la création d'un trou noir) une onde de choc ultra-relativiste dont le facteur de Lorentz peut atteindre plusieurs centaines, se propage dans le milieu interstellaire. On suppose que le moteur central éjecte plusieurs ondes de choc à des vitesses différentes. Ces ondes de choc se rattrapent et entrent en « collision ». Ces chocs internes expliqueraient les différents pics qui apparaissent lors d'un sursaut γ . Les astrophysiciens montrent que des protons peuvent être accélérés jusqu'à 10^{21} eV dans le modèle de chocs internes.

La source étant assez compacte, la zone d'accélération est très dense et les particules accélérées rentrent en interaction avec le milieu produisant des neutrinos de haute énergie. Si les sursauts γ sont effectivement les sources de RCUE, on s'attend à un important flux de neutrinos ultra énergétiques. Ces neutrinos doivent arriver sur Terre en même temps que les photons γ du sursaut. Une arrivée simultanée de neutrinos ultra énergétiques et de photons γ provenant de la même direction serait une preuve indiscutable que des RCUEs sont accélérés lors des sursauts γ .

Les sursauts γ sont des phénomènes extragalactiques, très lointains dont la répartition est isotrope. Si les RCUE ont comme origine les sursauts gamma, le spectre est alors semblable celui qu'ils auraient avec les NAG comme source. Cependant la différence entre les deux phénomènes est que les sursauts gamma sont des sources explosives et transitoires. Par exemple si un tel évènement s'est produit pas très loin de la Terre (quelques Mpc), il y a peu de temps (quelques millions d'années) il est tout à fait possible que le flux de RCUE soit plus important que la valeur moyenne prévue. Mais dans ce cas le flux de particules doit être plus important dans la direction de la galaxie hôte de ce sursaut γ .

² le redshift est le décalage spectral vers le rouge dû à l'expansion de l'univers $Z=\Delta\lambda/\lambda$

Etoiles à neutrons

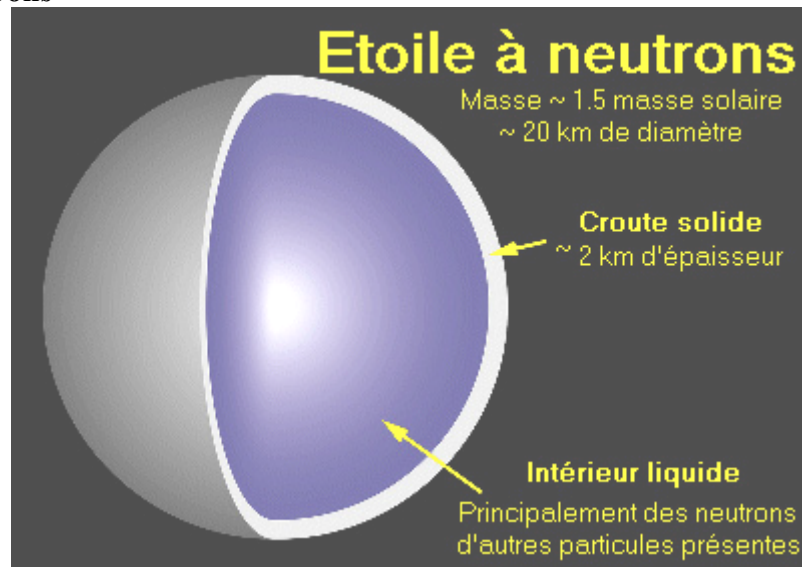


Figure 1. 8 : schéma d'une étoile à neutrons

Une étoile à neutrons est un objet galactique qui apparaît après l'explosion d'une étoile très massive en supernovae. L'étoile à neutrons correspond au cœur de l'étoile massive qui s'est effondré sur elle-même jusqu'à atteindre une densité gigantesque. C'est l'un des objets les plus denses de l'univers. Elle a environ la même densité que le noyau d'un atome (10^{17} kg/m^3). Une étoile à neutrons est une sphère d'une dizaine de kilomètres de rayon et d'une masse comparable à la masse du soleil. Elle est composée d'une croûte externe formée d'atomes compressés (principalement des atomes de fer) qui reste à l'état solide à cause de la forte pression et d'un cœur tellement dense que les électrons pénètrent dans les noyaux transformant les protons en neutrons. On appelle ce nouvel état de la matière le fluide de neutrons.

Une étoile à neutron possède un champ magnétique très intense (10^{12} Gauss) et tourne sur elle-même très rapidement. Le champ magnétique en rotation crée un champ électrique capable d'accélérer des particules chargées. Plus une étoile à neutron est jeune plus elle tourne vite et plus son champ magnétique est fort. Certaines théories prédisent que les jeunes étoiles à neutrons forment un champ électrique tel qu'il arrache les noyaux d'atomes de la croûte, et les accélère. L'étoile émet alors un vent stellaire ultra relativiste capable d'accélérer des particules jusqu'aux énergies des RCUEs.

Si les étoiles à neutrons étaient la source des RCUEs, le flux devrait être très anisotrope, concentré dans le disque galactique. De plus les RCUEs doivent être principalement des noyaux de fer (ou un de ses dérivés après quelques spallations sur le trajet)

Ce modèle n'est peut être pas le plus vraisemblable comme source de RCUE mais il pourrait bien être fort intéressant pour expliquer l'origine galactique des rayons cosmiques autour de 10^{18} eV (juste avant la cheville).

Trous noirs chargés

Le trou noir est une solution mathématique des équations d'Einstein de la relativité générale. Il s'agirait d'un objet tellement dense qu'en deçà d'une certaine distance la gravité devient telle que rien ne peut s'en échapper pas même la lumière. De ce fait aucun trou noir n'a jamais pu être détecté mais les preuves indirectes de leur existence sont de plus en plus irréfutables et aujourd'hui plus personne ne doute de leur réalité.

Un trou noir est caractérisé par trois paramètres : sa masse, son moment angulaire et sa charge électrique. A l'heure actuelle, on a aucune preuve de l'existence de trous noirs chargés, cependant certains modèles d'effondrement gravitationnel donnant naissance au trou noir, prédisent la formation de trous noirs chargés. Il existe notamment une théorie qui explique les sursauts γ grâce à la formation d'un trou noir chargé[22].

L'existence de trous noirs chargés permettrait aussi d'expliquer la présence des RCUEs[23]. En effet les atomes qui se trouvent à proximité d'un trou noir chargé sont soumis à un champ électrostatique intense. Ce champ déforme le nuage électronique de l'atome (effet Stark) jusqu'à la séparation des électrons et du noyau. D'après ce modèle le trou noir est chargé positivement. Le noyau, de même signe, est repoussé dans l'espace alors que les électrons sont absorbés par le trou noir.

Le noyau subit une telle accélération lors de cette éjection qu'il peut atteindre jusqu'à 10^{22} eV. Sans champ magnétique, l'accélération est linéaire et il y a très peu de perte d'énergie par rayonnement synchrotron (contrairement aux accélérations par chocs). C'est pour cela que ce modèle atteint si facilement les énergies gigantesques des RCUEs.

Le spectre attendu avec ce modèle suit aussi une loi de puissance. Il est très semblable au spectre obtenu avec comme source les sursauts γ .

Grandes structures

On imagine que les RCUEs peuvent être accélérés par des structures plus grandes que les galaxies comme les amas de galaxies ou les super amas de galaxies. On voit sur le diagramme de Hillas (voir figure 1.6) que les amas de galaxies (clusters) ont la possibilité d'accélérer des particules jusqu'à plus de 10^{20} eV. En réalité le champ magnétique de ces grandes structures n'est pas bien connu. L'accélération des particules serait liée aux larges chocs entre galaxies ou amas de galaxies.

Cependant ce genre de source pose plusieurs problèmes notamment au niveau du temps d'accélération. Les rayons cosmiques doivent parcourir de telles distances pour être accélérés, que le temps de l'accélération est de l'ordre de l'âge de l'univers. Ce modèle est donc assez peu vraisemblable.

c) Les modèles “exotiques”.

Les difficultés des astrophysiciens pour expliquer le flux de rayons cosmiques observé laissent espérer la communauté scientifique que les RCUEs seront le révélateur de nouvelle physique. Il existe de nombreuses théories que seules les mesures expérimentales peuvent contraindre. Elles sont toutes reliées à d'autres problèmes physiques tels que la matière noire, la grande unification ou la gravité quantique. Le manque de données dans ce domaine actuellement laisse beaucoup de liberté à l'imagination des théoriciens. Un résultat expérimental sur les RCUE permettrait donc de grandes avancées en physique théorique.

Plusieurs scénarii ont été envisagés. En voici certain parmi les plus en vue.

Désintégration de particules super-massives

Dans ce modèle[24],[25], on suppose l'existence d'une particule extrêmement massive ($M c^2 > 10^{21}$ eV) relique du big-bang, dont le temps vie serait suffisamment long pour qu'il en reste assez aujourd'hui. Ces particules reliques seraient une des composantes de la matière noire froide. Elles se trouveraient donc dans le halo de matière noire qui entoure la galaxie.

Bien que son temps de vie soit très long (de l'ordre de l'âge de l'univers), cette particule finit par se désintégrer. Lorsqu'elle se désintègre, elle produit tous les types de particules existants avec une énergie cinétique gigantesque. Les RCUE ne seraient alors que le fruit de ces désintégrations (mécanisme top-down).

Défaut topologique

Un autre candidat intéressant serait lié à l'existence de défauts topologiques[26]. Ces singularités (monopôle magnétique, corde cosmique...) se seraient formées aux premiers instants de l'Univers lors d'une brisure de symétrie. Elles produiraient des RCUEs lorsqu'elles se déplacent, se combinent ou s'annihilent.

Violation de l'invariance de Lorentz

La présence de RCUE au delà de la coupure GZK (voir chapitre 1.A.4) peut s'expliquer par un changement des lois physiques lors d'une transformation de Lorentz[27],[28]. La photo-production de pions qui est à l'origine de la coupure GZK, ne serait alors plus possible entre les protons de 10^{20} eV et les photons du fond diffus cosmologique.

Sans coupure GZK, l'univers est transparent pour les RCUE et leurs sources peuvent être des accélérateurs astrophysiques très lointains (NAG, sursaut γ ,...).

Neutrino

Dans ces modèles[29] on suppose l'existence d'un fort flux de neutrinos ultra énergétiques provenant notamment de la désintégration des pions produits par l'interaction des RCUE avec le fond diffus cosmologique.

Certains modèles proposent que la section efficace d'interaction des neutrinos augmente fortement à haute énergie devenant du même ordre de grandeur que celle du proton. Les RCUE détectés sur Terre ne seraient alors pas les hadrons accélérés dans les accélérateurs cosmiques mais les neutrinos produit par l'effet GZK sur ces hadrons. Ces neutrino peuvent venir de bien plus loin que 100 Mpc.

Une autre théorie pour détecter ces neutrinos ultra énergétiques est le modèle « Z-burst ». Dans ce modèle les neutrinos ultra énergétiques interagissent avec le fond de neutrinos cosmologiques prédit par la théorie du big-bang. Cette interaction consiste en la production d'un boson Z_0 qui se désintègre ensuite en particules hadroniques (protons). Il y a une résonance de cette interaction lorsque l'énergie dans le centre de masse est égale à la masse du Z_0 . Pour une masse du neutrino de l'ordre de 1 eV, la résonance se produit autour 10^{21} eV. Les RCUE détectés sur Terre au-delà de la coupure GZK serait alors des hadrons issus d'un effet Z-burst. Ce modèle prédit un spectre de RCUE avec deux bosses : la première à $5 \cdot 10^{19}$ eV correspond à l'effet GZK et la deuxième autour du ZeV correspond au « Z-burst ».

Autres...

Ils existe encore bien d'autres modèles théoriques inventés pour expliquer la présence de RCUE utilisant par exemple l'évaporation des trous noirs primordiaux[30] ou l'existence de dimensions supplémentaires[31].

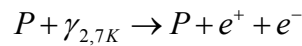
4. Coupure GZK

Les rayons cosmiques ultra énergétiques (RCUE) posent un autre problème que leur simple production dans des sources astrophysiques. Leur propagation dans l'univers sur de grandes distances est aussi problématique car même si les RCUE sont produits, ils ne devraient pas pouvoir arriver jusqu'à nous en gardant une telle énergie.

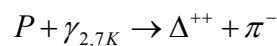
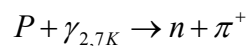
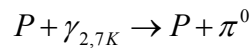
En effet, en 1966, peu après la découverte du fond diffus cosmologique (rayonnement à 2.7K), K. Greisen[33], G.T. Zatsepin et V.A. Kuzmin[34] ont montré que l'existence de ce rayonnement fossile rend l'espace opaque pour les protons d'énergie supérieur à 10^{19} eV. On appelle ce phénomène « la coupure GZK » du nom des trois physiciens qui l'on mis en évidence.

Il existe deux processus principaux d'interaction entre un proton ultra énergétique et un photon du fond diffus cosmologique :

- La production de paire e^+/e^- :



- La photo-production de pions :



Le fond diffus cosmologique est un rayonnement de corps noir à 2.7 K dont la distribution en énergie est maximum à $6 \cdot 10^{-4}$ eV. Sa densité est d'environ 400 photons/cm³. Avec des photons de $6 \cdot 10^{-4}$ eV le seuil pour la production de paires est de 10^{18} eV et pour la photo-production de pions de 10^{20} eV. En fait à partir de $3 \cdot 10^{19}$ eV la photo production de pions avec la queue de distribution du rayonnement à 2.7 K, devient le processus dominant. La figure 1.9 représente la perte relative d'énergie par an d'un proton se propageant dans l'univers en fonction de son énergie. La première bosse correspond à la production de paires et la deuxième à la production de pions. La figure 1.10 montre comment l'énergie d'un proton se dégrade en fonction de la distance qu'il a parcourue.

On en déduit que si les RCUEs d'énergie supérieur à 10^{20} eV sont bien des protons comme la grande majorité des rayons cosmiques d'énergie inférieure alors leurs sources ne peuvent être distantes de plus de 100 Mpc. Or les sources potentielles imaginées par les astrophysiciens (noyau actif de galaxie, radio-galaxie, sursaut γ) sont des objets très lointains et donc très rares dans un rayon de 100 Mpc autour de la Terre. On dénombre tout au plus une douzaine de radio-galaxies FR2 dans une sphère de 100 Mpc de rayon et on estime qu'il y a en moyenne deux sursauts γ par millénaire dans cette même sphère.

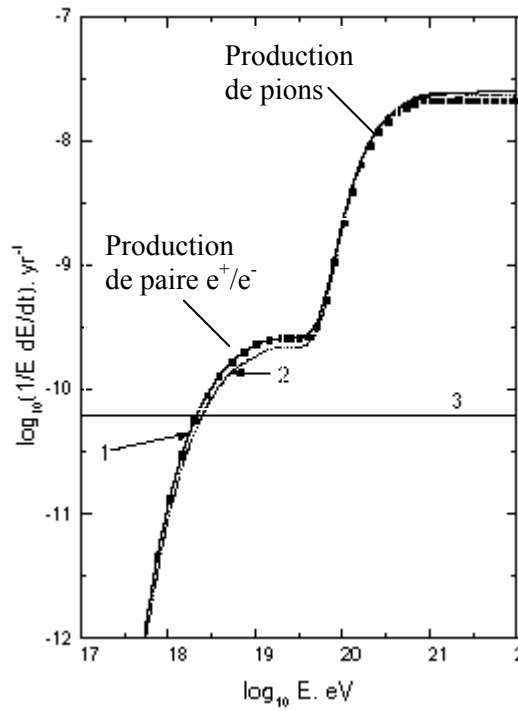


Figure 1. 9 : Perte relative d'énergie d'un proton interagissant avec le CMB[36].

Les différentes courbes correspondent aux résultats de différents groupes théoriques. La ligne 3 correspond à la perte d'énergie due au redshift (avec $H_0=65$ km/sMpc)

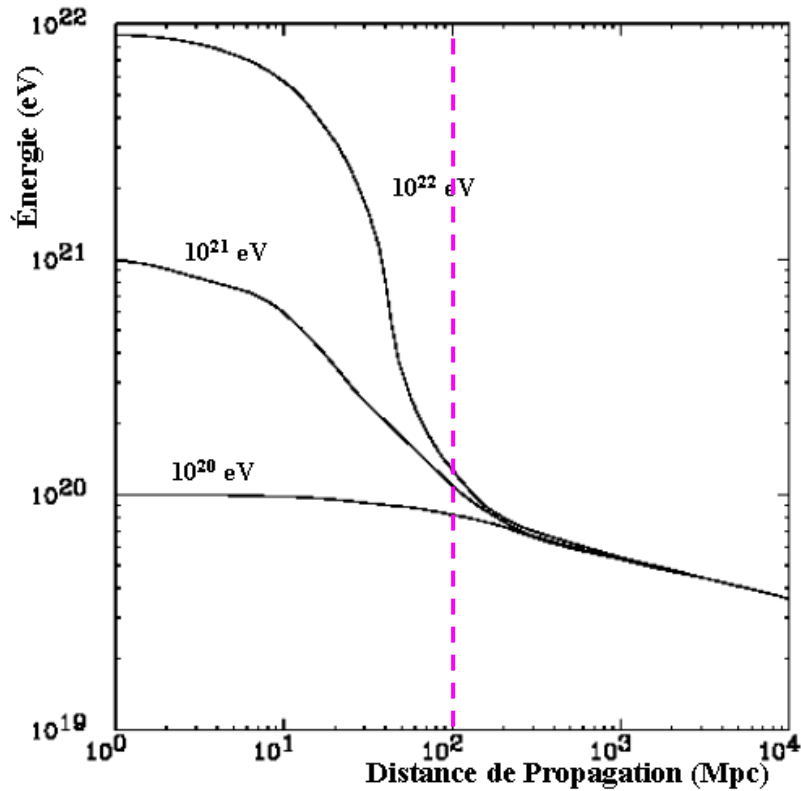


Figure 1. 10 : dégradation de l'énergie d'un proton traversant l'espace (coupure GZK)[43]

L'interaction entre les RCUE et le fond diffus cosmologique modifie la forme du spectre détecté sur Terre par rapport au spectre d'émission. La figure 1.11 représente la forme du spectre attendu si les sources de RCUE sont réparties de façon uniforme dans l'univers avec un spectre d'émission en $E^{-2.5}$. Elle indique aussi le spectre mesuré par les dernières expériences (HiRes et AGASA).

Si l'origine des RCUEs est effectivement extragalactique sans nouvelle physique le spectre mesuré devrait être très proche du spectre d'une distribution uniforme.

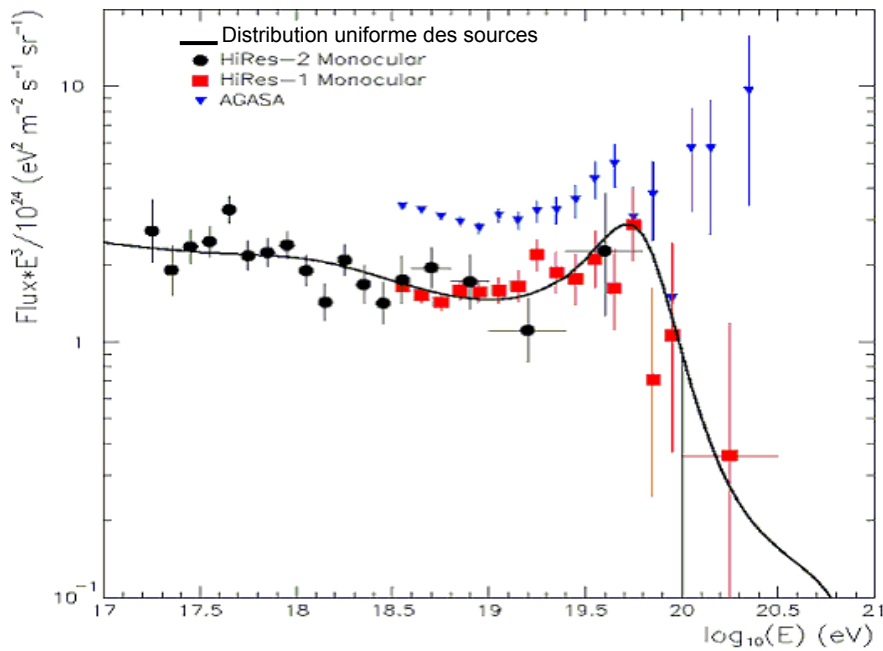


Figure 1. 11 : spectre*E³ des RCUEs (courbe en noir : prédiction avec la coupure GZK)

Comme on peut le voir figure 1.11, les résultats des différentes mesures ne sont pas cohérents entre eux. Si le spectre mesuré par Fly's Eye et HiRes peut tout à fait s'accorder avec la coupure GZK, celui mesuré par AGASA est en total désaccord. Comme on le verra par la suite AGASA et HiRes utilisent des méthodes expérimentales différentes qui sont peut-être à l'origine de ces incompatibilités. Par exemple, on a remarqué qu'un simple décalage de l'énergie mesurée de 30% permet de faire presque disparaître les divergences[41].

Quelle que soit l'expérience la mieux étalonnée, le nombre d'événements détectés d'énergie supérieure à 10^{20} eV est si faible (une dizaine) qu'à l'heure actuelle personne ne peut trancher sur l'existence ou non de la coupure GZK. Le besoin de statistique est très fort et il faut maintenant attendre les résultats de l'expérience AUGER qui devrait répondre à la question sur l'existence de la coupure GZK dans les années à venir.

5. Astronomie RCUE ?

La quasi totalité des rayons cosmiques sont des particules chargées, dont la trajectoire est déviée par le champ électromagnétique galactique. Ce champ étant très différent d'un point à l'autre de la galaxie, leur trajectoire est quasiment chaotique. Ainsi leur direction d'arrivée sur Terre est aléatoire et le flux mesuré est isotrope.

Contrairement aux rayons cosmiques de plus basses énergie, la trajectoire des RCUE n'est pas trop perturbée. Ils ont une telle énergie qu'ils ne sont que très légèrement déviés par le champ magnétique galactique et intergalactique sur la distance relativement courte (100 Mpc au maximum) qu'ils ont pu parcourir à cause de la coupure GZK. La direction d'incidence des RCUEs correspond donc plus ou moins à celle de leur source. La déviation exacte subit par le rayon cosmique est difficilement évaluable car le champ magnétique intergalactique est mal connu.

Si les sources de RCUE sont dans les galaxies proches de la Terre (<100 Mpc) on s'attend à une répartition anisotrope des sources. Il devrait y avoir plus de RCUEs provenant du plan super-galactique que des autres directions. Les mesures actuelles, trop peu nombreuses, ne permettent pas encore le vérifier.

La figure 1.12 représente 57 événements d'énergie supérieur à $4 \cdot 10^{19}$ eV, enregistrés par l'expérience AGASA. Les RCUEs proviennent de toutes les directions mais on a cependant repéré six paires (cercle bleu) et un triplet (cercle violet) de RCUE venant de la même direction. Ce résultat conforte l'hypothèse de l'existence de sources ponctuelles.

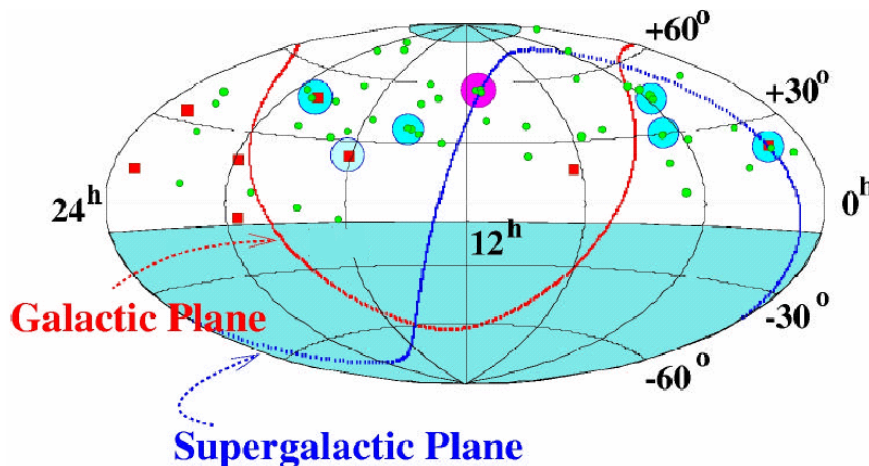


Figure 1. 12 : directions des sources de RCUEs mesurées par AGASA[15]

Si l'on observe le ciel dans la direction d'arrivée des RCUEs, on ne voit rien de spécial alors qu'il devrait s'y trouver leur éventuelle source. Plusieurs explications peuvent résoudre ce nouveau problème expérimental :

- Les sources se sont éteintes pendant l'intervalle de temps qui sépare l'arrivée des photons et des RCUEs sur Terre . En effet les RCUEs étant chargés, leur trajectoire n'est pas parfaitement rectiligne et il peut se passer des millions d'années entre l'arrivée des photons et celle des RCUEs.

- Le champ magnétique intergalactique est plus intense qu'on ne le pense et il diffuse les RCUEs. La direction d'arrivée des RCUEs ne correspond plus alors à celles des sources. Dans ce cas, les sources doivent être encore plus proches de nous car la trajectoire des RCUE, perturbée par le champ magnétique, n'étant plus du tout rectiligne, une distance parcourue de 100 Mpc correspond à une distance en ligne droite beaucoup plus courte.
- Les sources n'ont pas de contrepartie optique (ou plus généralement photonique) mais alors elles ne correspondent à aucun objet astrophysique connu.
- La source est diffuse, c'est à dire qu'elle n'est pas un objet ponctuel mais que les RCUEs peuvent provenir de tous les points de l'espace. Leur origine serait alors certainement cosmologique et ferait intervenir de nouveaux phénomènes physiques. Le choix entre sources diffuses et sources ponctuelles devrait être très vite tranché par les nouvelles expériences.

L'étude de la direction d'arrivée des RCUEs est très importante pour départager les différents modèles de sources. Cependant une véritable astronomie RCUE semble assez difficile au vu de l'imprécision spatiale et temporelle due au champ magnétique intergalactique. Plus ce champ est fort plus l'astronomie RCUE est floue or ce champ est très mal connu à l'heure actuelle. De plus l'existence d'un champ magnétique intense au niveau de la source elle-même peut induire une dispersion spatiale importante[36].

En fait seuls les neutrinos ultra énergétiques peuvent nous indiquer avec précision la direction des sources. L'astronomie neutrino est donc promise à un bel avenir si l'on arrive à les détecter. Les nouvelles expériences tel que le projet AUGER et plus particulièrement le projet EUSO devraient être capables de mesurer quelques neutrinos ultra énergétiques et donc elles pourraient découvrir les sources de RCUE.

B. Gerbes atmosphériques

1. Description générale

Lorsqu'un rayon cosmique pénètre dans l'atmosphère, il interagit avec l'air formant ce qu'on appelle une gerbe atmosphérique. Lors de la première collision, il se crée une multitude de particules énergétiques qui à leur tour entrent en interaction avec l'atmosphère. Les particules se multiplient donc grâce à une cascade d'interactions hadroniques et électromagnétiques. La gerbe se développe ainsi tant que l'énergie des collisions est suffisante pour créer de nouvelles particules.

Une gerbe atmosphérique initiée par un RCUE est composée de milliards de particules énergétiques. Ces particules ultra-relativiste se propagent dans l'air à une vitesse très proche de la vitesse de la lumière. Elles traversent l'atmosphère en quelques dizaines de microsecondes.

La distance sur laquelle se développe une gerbe atmosphérique dépend de la densité de l'air à l'endroit où elle se produit. Elle peut atteindre plusieurs dizaines de kilomètres. En fait la grandeur caractérisant le développement longitudinal d'une gerbe est le grammage d'atmosphère traversé (intégrale de la densité le long du trajet). On représente ainsi souvent le développement d'une gerbe en fonction du grammage (voir figure 1.13 et 1.14). Une traversée verticale de l'atmosphère correspond environ à 1200 g/cm^2 .

Une gerbe atmosphérique est un phénomène assez complexe que l'on va séparer en différentes parties pour clarifier sa description. Ainsi après l'interaction primaire qui initie la gerbe atmosphérique, on distinguera deux parties de natures différentes : une gerbe hadronique et une gerbe électromagnétique.

Grâce à des simulations Monte Carlo, on peut estimer la composition, la forme et la localisation des gerbes atmosphériques. On présentera ici des résultats obtenus avec les programmes CORSIKA[85] et SLAST[84]. On s'intéressera aussi à la lumière qu'elles peuvent produire et qui peut nous permettent de les détecter.

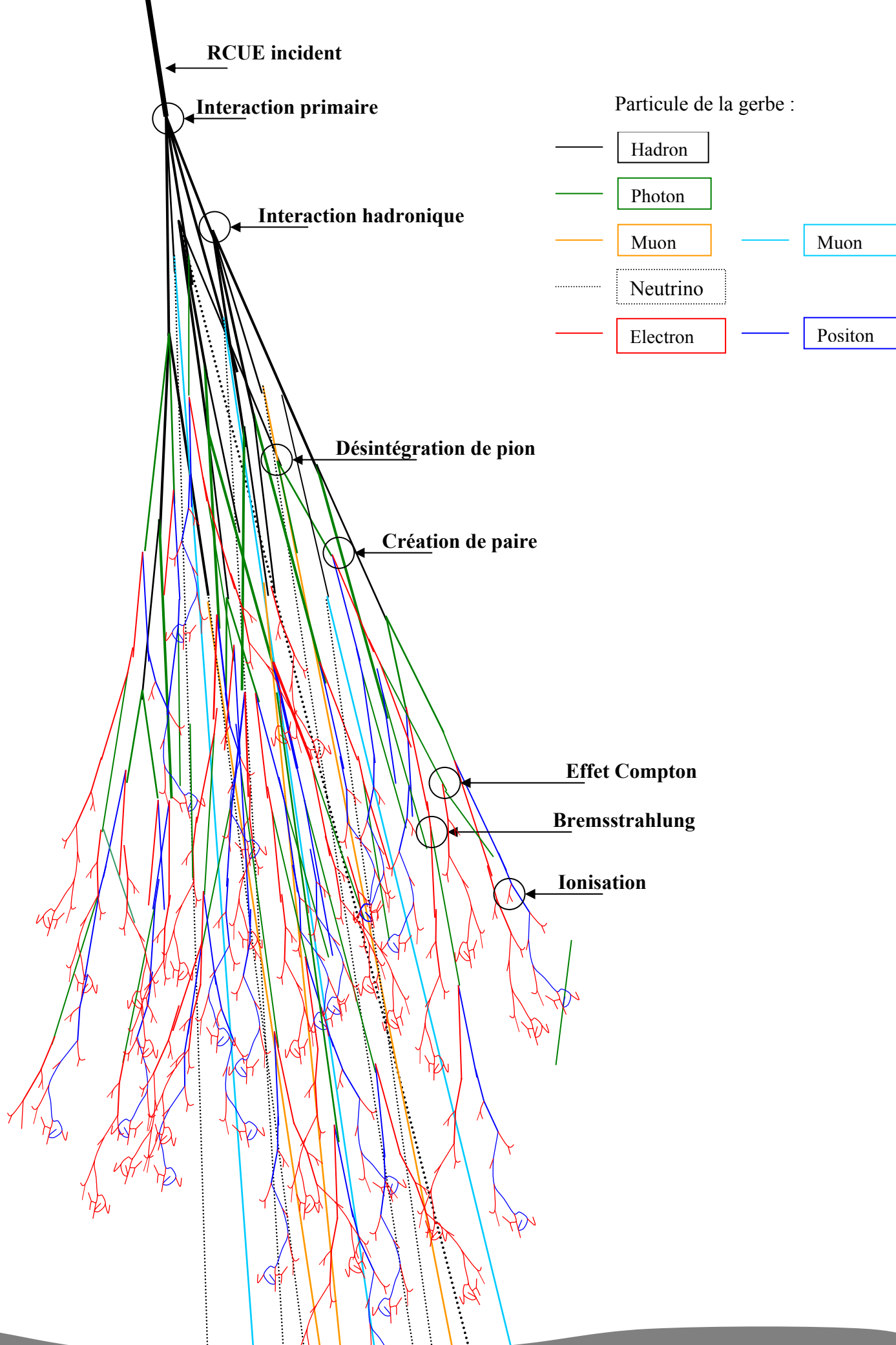


Figure 1. 13 : schéma d'une gerbe atmosphérique

2. Interaction primaire

Après avoir traversé un certain grammage d'atmosphère, le RCUE incident interagit avec l'atmosphère. La profondeur de pénétration et les caractéristiques de cette interaction primaire dépendent fortement de la nature du RCUE. A ces énergies gigantesques les propriétés physiques n'ont jamais été vérifiées expérimentalement. Par exemple, l'énergie dans le centre de masse d'une collision entre un proton incident de 10^{20} eV et un proton au repos de l'atmosphère est de 433 TeV à comparer aux 14 TeV du futur collisionneur proton-antiproton du LHC. Une extrapolation des lois physiques est alors nécessaire pour décrire de qui se passe.

On peut considérer trois cas suivant la nature du RCUE incident :

➤ *Noyau d'atome*

Si comme la majorité des rayons cosmiques le RCUE incident est un noyau d'atome, l'interaction primaire sera une interaction hadronique (interaction forte) qui produira une multitude de particules secondaires. Cette interaction sera différente suivant la taille du noyau. Par exemple pour une même énergie incidente la dispersion angulaire et énergétique des particules secondaires sera bien plus importante si le RCUE est un noyau lourd que si c'est un proton. De même la profondeur de la première interaction sera d'autant plus faible que la noyau est lourd.

➤ *Photon*

Si le RCUE incident est un photon, un électron ou un positon l'interaction primaire a une très grande chance (>99.9%) d'être une interaction électromagnétique (création de paire ou Bremsstrahlung). La gerbe atmosphérique produite est alors presque uniquement électromagnétique. De plus l'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM)[44][45] prédit une réduction de la section efficace de la production de paires des photons d'énergie supérieur à $3 \cdot 10^{19}$ eV. L'interaction primaire d'un gamma ultra énergétique a alors lieu plus profondément dans l'atmosphère. D'autre part, au delà de 10^{20} eV un photon pourrait interagir avec le champ magnétique terrestre avant son entrée dans l'atmosphère[46].

➤ *Neutrino*

La section efficace des neutrinos est beaucoup plus faible que celle des autres particules car ils ne peuvent interagir que par interaction faible. Si cette propriété est toujours vraie à 10^{20} eV, un neutrino ultra énergétique peut sans problème traverser toute l'atmosphère sans interagir. Le RCUE n'a alors qu'une certaine probabilité d'interagir dans l'atmosphère et cette probabilité augmente avec le grammage d'atmosphère traversée. Par conséquent les gerbes horizontales devraient être bien plus probables que les gerbes verticales et la profondeur de l'interaction primaire totalement aléatoire. Les caractéristiques de la gerbe changent aussi suivant la nature du neutrino (ν_e , ν_μ ou ν_τ). Un neutrino électronique produit immédiatement une gerbe électromagnétique. Un neutrino muonique transfère une partie de son énergie à un muon qui se comporte alors de façon similaire à un neutrino. Enfin si le neutrino est tauïque, le tau se désintègre un peu plus loin (~ 65 m à 10^{20} eV) et une partie de la gerbe est retardée.

De plus, il est intéressant de remarquer que si le RCUE incident est un muon, les caractéristiques de la gerbe créée sont pratiquement identiques à celle d'un neutrino puisque le muon a une faible section efficace d'interaction et un temps de vie assez long qui lui donnent des propriétés semblables à celles du neutrino.

L'interaction primaire influence fortement la suite de la gerbe atmosphérique et notamment la partie hadronique. Les incertitudes théoriques sur la première interaction se reportent sur notre connaissance de la gerbe hadronique.

3. Gerbe Hadronique

La gerbe hadronique correspond à la cascade de collisions entre les hadrons de la gerbe atmosphérique et les noyaux des atomes de l'air qui interagissent ensemble grâce à l'interaction forte. Elle n'est initiée que si le RCUE est hadronique.

Lors de l'interaction primaire une multitude de particules sont créées. Chaque particule secondaire emporte une partie de l'énergie du rayon cosmique incident. Les hadrons secondaires interagissent à leur tour avec les noyaux des atomes de l'air, créant de nouvelles particules.

Lors des premières collisions l'énergie est très grande et tous les types de particules sont créés (peut-être même des particules encore inconnues) mais plus la gerbe se développe plus l'énergie de chaque choc diminue. Tant que l'énergie est suffisante pour créer des hadrons (135 MeV pour le plus léger) la gerbe hadronique continue à se développer.

Enfin les hadrons étant instables (excepté le proton), ils finissent par se désintégrer en particules plus légères créant notamment des neutrinos et des muons.

D'autre part comme seuls les hadrons participent à la gerbe hadronique, l'énergie emportée par les particules non hadroniques (photon et lepton) est perdue pour elle. En fait même si elle est dominante au départ la gerbe hadronique se développe très vite et rapidement toute son énergie est transférée aux photons et aux leptons. Les photons, électrons et positons créent alors une immense gerbe électromagnétique qui devient la partie dominante de la gerbe.

La figure 1.13 représente la répartition de l'énergie entre les différentes composantes de la gerbe atmosphérique en fonction du grammage d'air traversé. Ces courbes ont été obtenues grâce au programme de simulation CORSIKA développé à Karlsruhe en Allemagne.[48]

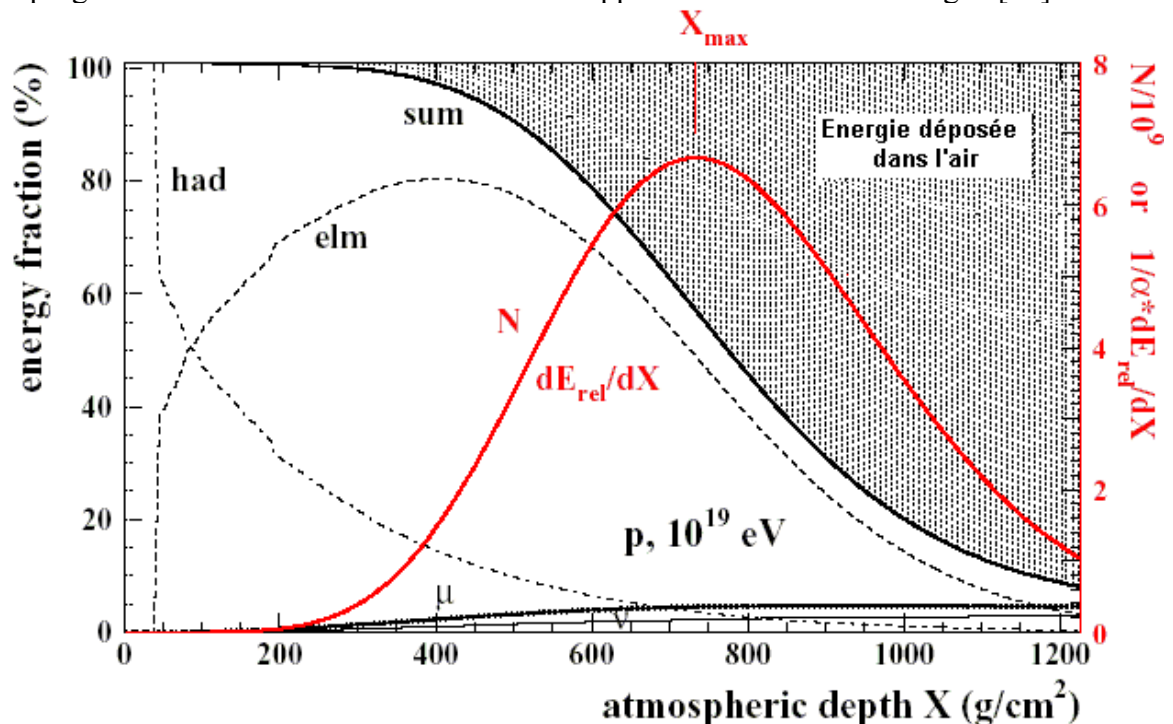


Figure 1. 14 : en noir : répartition de l'énergie d'une gerbe initiée par un proton de 10^{19} eV en fonction du grammage d'air traversé (Sum : énergie totale, had : énergie des hadrons, elm : énergie des e^- , e^+ et γ) et en rouge : l'énergie déposée dans l'air (opposée de la dérivée de la courbe sum)

4. Gerbe électromagnétique

La gerbe électromagnétique correspond à la cascade d'interactions électromagnétiques entre les particules chargées et les photons de la gerbe et le champ électromagnétique des molécules de l'air. Les hadrons et les muons n'interagissent électromagnétiquement quasiment que par ionisation. Ils ne sont pratiquement pas produits par la gerbe électromagnétique à cause de leur forte masse. En fait, il n'y a que les photons, les électrons et les positons qui participent à la gerbe électromagnétique. Cette gerbe se développe grâce à deux processus principaux : la création de paire et le rayonnement de freinage.

➤ La création de paire e^+/e^- .

En présence d'un champ électromagnétique (celui présent dans matière en l'occurrence) un photon peut se décomposer en une paire e^+/e^- . Le photon doit avoir une énergie supérieure à la masse de la paire (1,022 MeV).

➤ L'émission d'un rayon γ de Bremsstrahlung (rayonnement de freinage).

Lorsque la vitesse d'une particule chargée change, elle émet un photon. Les particules chargées de la gerbe (électrons et positons) sont ralenties par le champ électromagnétique de la matière et émettent alors des photons γ .

Enfin lorsque l'énergie n'est plus suffisante pour la création de paires, les rayons γ transfèrent leur énergie aux électrons des molécules de l'air, soit par effet Compton (diffusion inélastique) soit par effet photoélectrique (absorption).

Pour les électrons et positons de basse énergie (inférieure à quelques dizaines de MeV) le processus dominant est l'ionisation : une particule chargée incidente percute un électron au repos de l'air, et lui transfère une partie de son énergie cinétique. L'électron est alors arraché à la molécule et devient une nouvelle particule énergétique de la gerbe. La gerbe atmosphérique continue donc à se développer ainsi jusqu'à l'arrêt total des électrons et des positons dans l'air.

5. Energie déposée dans l'air

Comme on peut le voir sur la figure 1.14, l'énergie totale de la gerbe diminue quand elle se développe (courbe « sum » en noir). Cette énergie perdue est déposée dans l'air à l'endroit où passe la gerbe. Elle correspond à la somme des énergies d'excitation moléculaire et des énergies de liaison des électrons arrachés aux molécules de l'air.

La contribution des diverses particules de la gerbe à l'énergie déposée dans l'air est illustrée par la figure 1.15 obtenue avec CORSIKA[47]. La courbe en trait plein correspond à l'énergie déposée par la gerbe électromagnétique et celle en vert à l'énergie déposée par le reste de la gerbe atmosphérique. On voit que la partie électromagnétique est largement dominante dans ce processus. Plus de 97% de l'énergie déposée dans l'air par la gerbe atmosphérique provient de sa composante électromagnétique.

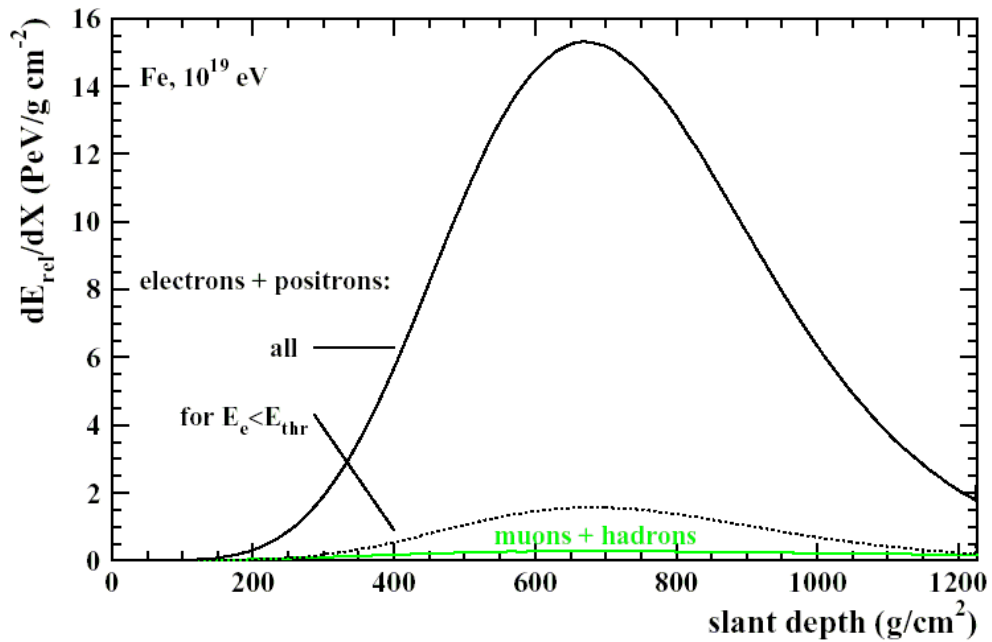


Figure 1. 15 : simulation de l'énergie déposée (dE_{rel}/dX) dans l'air en fonction du grammage traversé pour noyau de fer incident de 10^{19} eV (simulé avec CORSIKA) [47]

Il est important de noter que l'énergie déposée par la gerbe (dE/dX) passe par un maximum. On appelle cet endroit le maximum de la gerbe. Le grammage au maximum de la gerbe X_{max} est l'un des paramètres clefs décrivant une gerbe atmosphérique. La valeur du X_{max} permet par exemple de remonter à la nature du RCUE incident (cf. chapitre 3).

L'énergie déposée dans l'air est principalement due aux électrons et positons qui ionisent l'atmosphère jusqu'à leur arrêt complet dans l'air (thermalisation). Le spectre en énergie de ces particules descend alors jusqu'à une énergie thermique (environ 20 meV).

Le programme CORSIKA ne simule que les trajectoires des particules dont l'énergie cinétique est supérieure à 0,1 MeV. Quand une particule passe en dessous de ce seuil, il considère qu'elle dépose toute son énergie sur place. La courbe en pointillé figure 1.15 représente l'énergie déposée par les électrons et les positons d'énergie inférieure au seuil. On voit que la part d'énergie déposée par les particules de basses énergies est loin d'être négligeable ($\approx 10\%$).

Energie en MeV	<0.1	0.1 à 1	1 à 10	10 à 100	100 à 1000	>1000
Contribution	10%	12%	23%	35%	17%	3%

Tableau 1. 1 : répartition de la contribution à l'énergie déposée par la gerbe par les particules de différentes énergies[47]

La figure 1.16 représente le spectre en énergie des électrons et des positons au maximum de la gerbe. A haute énergie les deux types de particule proviennent de la création de paires et leur nombre est quasiment identique alors qu'à plus basse énergie, il s'ajoute une composante d'électrons provenant de l'ionisation et de l'effet Compton.

La courbe fait apparaître un maximum de particules entre 20 et 50 MeV.

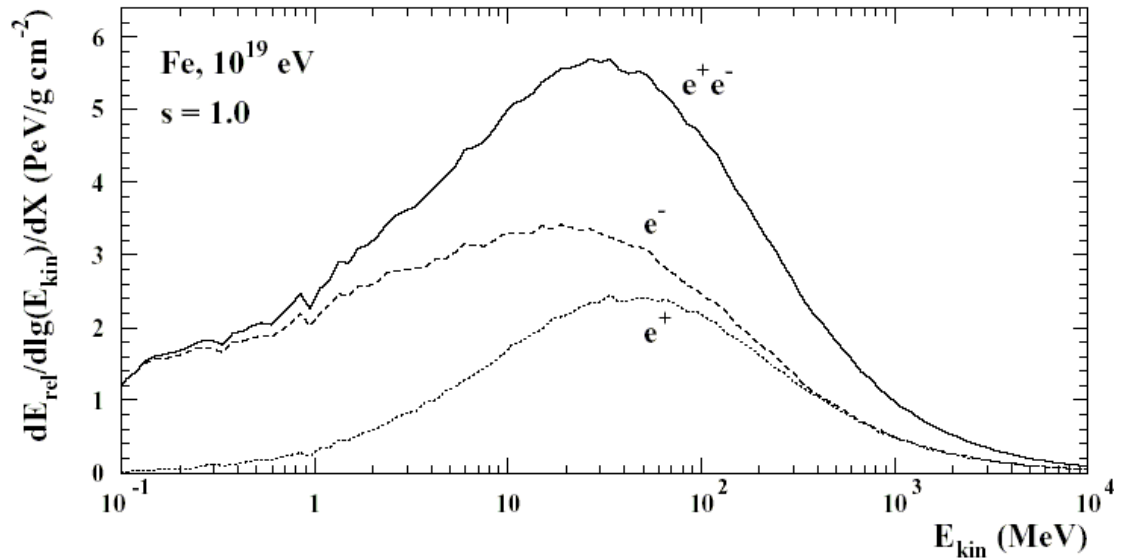


Figure 1. 16 : spectre en énergie des e^- et e^+ au maximum de la gerbe pour un noyau de fer de 10^{19} eV

6. Dispersion radiale et densité

Les particules de la gerbe sont des particules ultra relativistes ; leurs vitesses sont presque toutes identiques et égales à la vitesse de la lumière dans le vide. Elles se trouvent donc toutes à peu près au même endroit, au même moment. A un instant donné elle sont toutes concentrées dans une coquille sphérique de quelques mètres d'épaisseur et de quelques centaines de mètres de large ayant pour centre l'interaction primaire. Plus la gerbe se développe plus cette coquille s'élargit.

La figure 1.17 illustre la dispersion radiale d'une gerbe en représentant le pourcentage de l'énergie déposée dans un disque centré sur l'axe de la gerbe en fonction du rayon de ce disque. On peut voir ainsi par exemple que dans cette simulation, au maximum de la gerbe ($s=1$), 90% de l'énergie est déposée entre 2 m et 300 m de distance du centre de la gerbe.

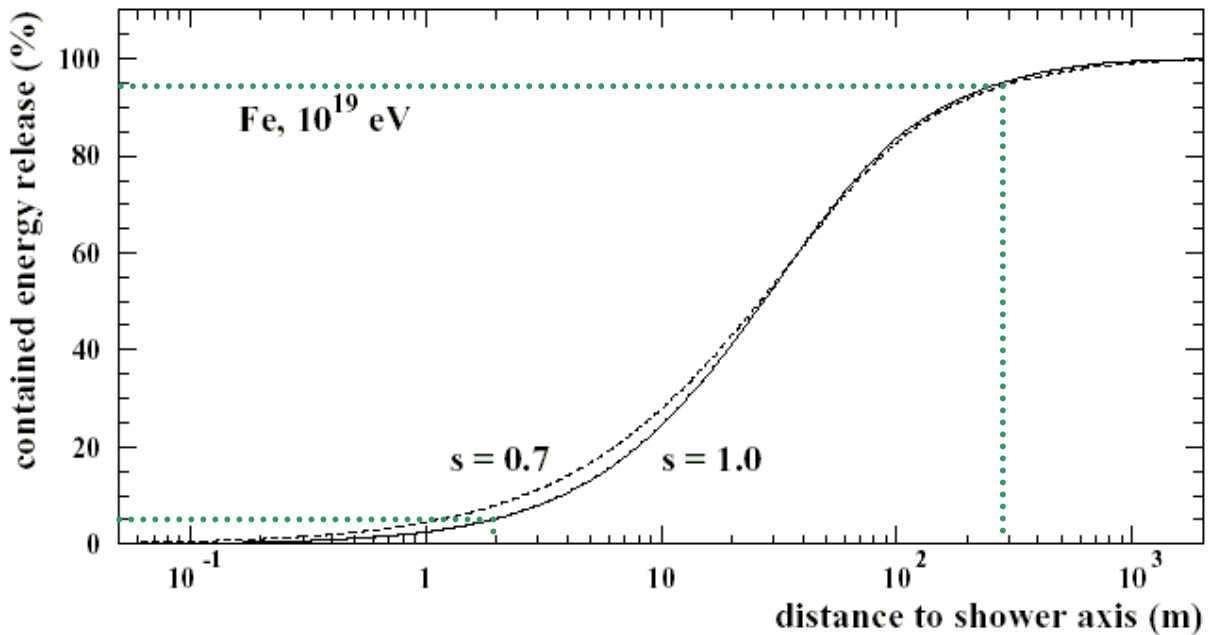


Figure 1. 17 : Energie déposée contenue dans un cylindre en fonction du rayon de ce cylindre, à deux moments de la gerbe $s=0.7$ et $s=1$. ($s=3X/(X+2X_{\max})$, X étant le grammage)

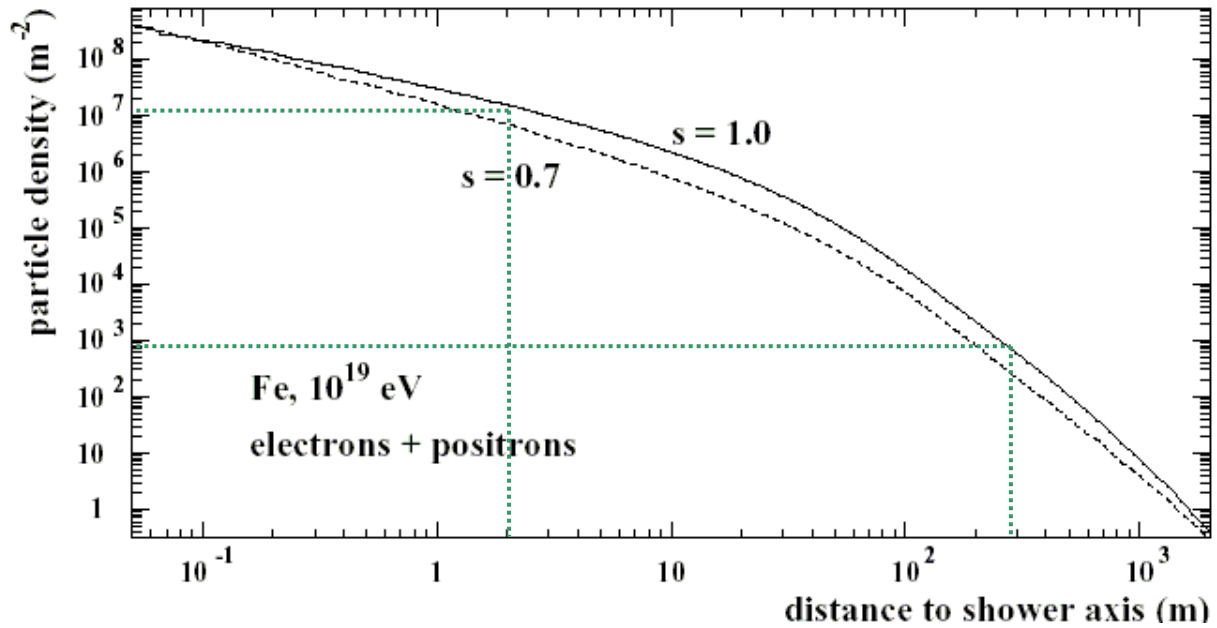


Figure 1. 18: Distribution radiale de la densité des électrons et positons à deux moments de la gerbe $s=0.7$ et $s=1$. avec $s=3X/(X+2X_{\max})$, X étant le grammage.

La figure 1.18 représente la densité de particules en fonction de la distance au centre de la gerbe. On peut noter que dans cette simulation, la densité de particules au maximum de la gerbe ($s=1$) varie entre 10^3 et 10^7 particules/m² dans la zone où se dépose 90% de l'énergie.

7. Localisation

La position de la gerbe dans l'atmosphère dépend essentiellement de l'angle zénithal θ d'arrivée du RCUE. Plus cet angle est grand plus la gerbe rencontre un grammage d'air important en traversant l'atmosphère. Ainsi une gerbe avec un plus grand angle zénithal se développe à plus haute altitude.

Si le flux de RCUE est isotrope, la distribution angulaire des gerbes suit au premier ordre une loi en $\sin(2\theta)$ car la surface d'atmosphère vue par le RCUE diminue en $\cos(\theta)$ alors que l'angle solide recouvert augmente en $\sin(\theta)$. Les angles autour de 45° sont donc les plus probables.

La figure 1.19 représente l'altitude de l'interaction primaire et du maximum de la gerbe en fonction de l'angle zénithal d'une série de 10 000 gerbes initiées par des protons d'énergie comprise entre $5 \cdot 10^{19}$ et 10^{21} eV. Elle a été obtenue grâce au simulateur de gerbe SLAST[84].

On voit que l'altitude de la première interaction et du maximum de la gerbe évoluent de façon similaire avec l'angle θ . La différence entre ces deux altitudes est à peu près constante. Cela s'explique par le fait que la densité de l'atmosphère varie exponentiellement avec l'altitude et donc que la différence d'altitude est proportionnelle au rapport des densités.

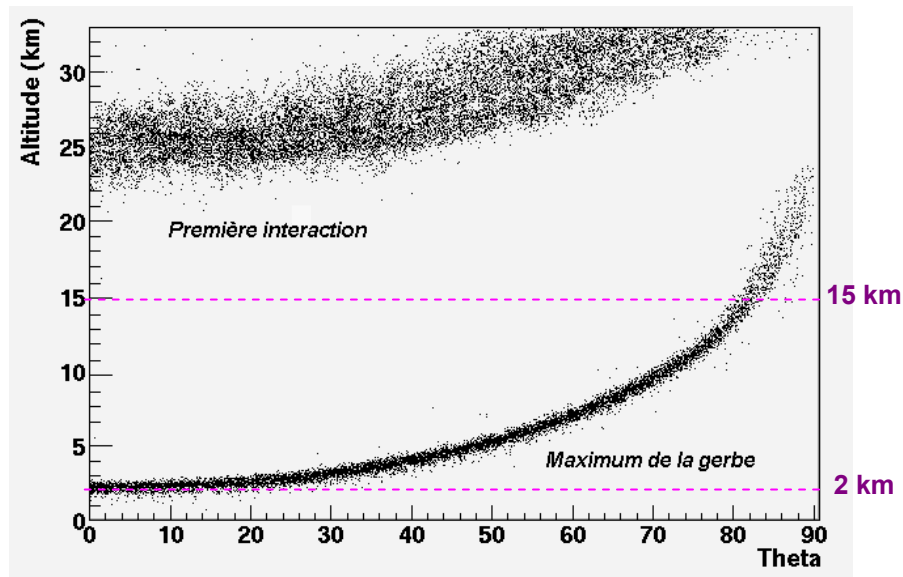


Figure 1. 19 : Altitude de gerbes atmosphériques en fonction de l'angle zénithal

8. Lumières produites

a) Rayonnement Čerenkov

L'effet Čerenkov est une onde de choc lumineuse produite lorsqu'une particule chargée traverse un milieu transparent à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu. C'est l'équivalent pour la lumière du « bang » qui accompagne les objets supersoniques.

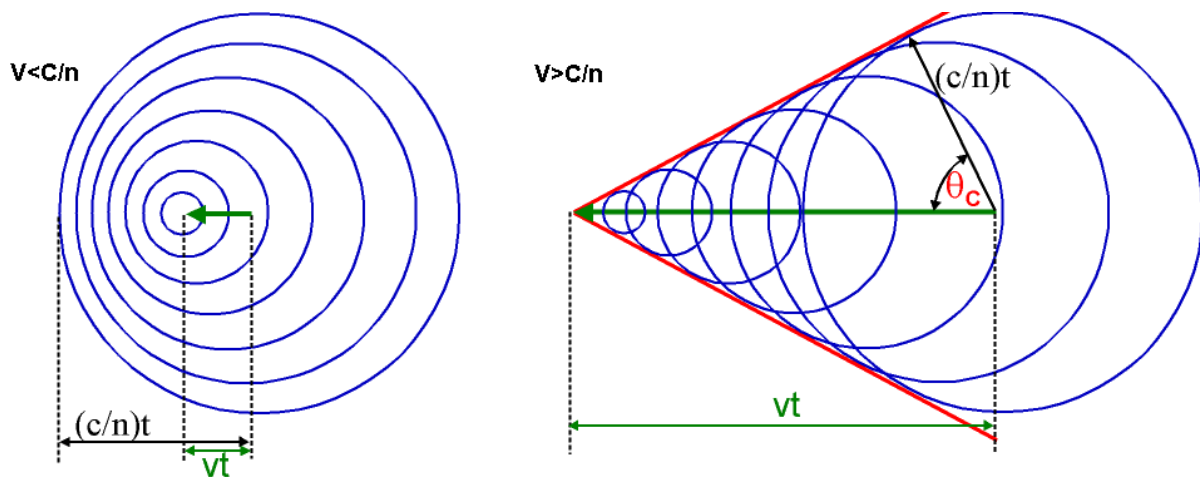


Figure 1. 20 : illustration de la création d'une onde de choc lorsque la vitesse V d'une particule dépasse la vitesse de la lumière dans le milieu C/n .

L'onde de choc lumineuse se propage avec un angle θ_C par rapport à la direction de déplacement de la particule chargée (voir figure 1.20). Si la particule traverse un diélectrique d'indice de réfraction n à une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière c/n alors l'angle Čerenkov θ_C vérifie :

$$\cos \theta_C = \frac{c/n}{v} = \frac{1}{\beta \cdot n} \text{ avec } \beta = \frac{v}{c}$$

Tous les photons étant émis avec le même angle ils sont tous situés sur un cône que l'on appelle le cône Čerenkov. Le nombre N de photons émis par unité de longueur d'onde λ et par unité de longueur de trace chargée l est donné par l'équation 1.1.

$$\frac{d^2 N}{dl d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}}{\lambda^2} \quad (1.1)$$

avec α la constante de structure fine : $\alpha = 7,297352 \cdot 10^{-3}$.

Cette distribution est évidemment une approximation de la réalité car elle diverge quand λ tend vers 0. Elle est en fait calculée en supposant le milieu totalement transparent (pas d'absorption) or quelque soit le matériaux les UV durs finissent par être absorbés. La couleur du rayonnement Čerenkov dépend donc du milieu.

Dans l'air, le rayonnement Čerenkov est principalement dans l'UV proche (environ 300 nm). L'indice de réfraction de l'air est d'environ 1,00029 à pression atmosphérique et diminue quasiment linéairement avec la densité jusqu'à 1 pour une densité nulle. L'angle Čerenkov maximum est produit au niveau de la mer et vaut $1^\circ 20'$.

La lumière Čerenkov produite par une gerbe se propage donc un peu près dans la même direction et à la même vitesse que les particules de la gerbe. Tous les photons produits sont donc regroupés dans une galette de quelques centaines de mètres de diamètre et de quelques mètres d'épaisseur attaché à la gerbe. Les photons d'UV proches peu absorbés par l'atmosphère arrivent alors jusqu'au sol en même temps que les dernières particules de la gerbe (muons, neutrino...etc.).

Le rayonnement Čerenkov est principalement produits par les électrons, positons et muons de la gerbe atmosphérique pour lesquelles le seuil en énergie d'émission Čerenkov est assez bas (voir tableau 1.2). Le nombre de photons émis est proportionnel au nombre de particules de la gerbe et donc il est directement relié à l'énergie du rayon cosmique incident.

Particule	Electron	Muon	Pion	Proton
Seuil en énergie	20,7 MeV	4,3 GeV	5,67 GeV	38 GeV

Tableau 1. 2 : Seuil d'émission de lumière Čerenkov ($V=c/n$ donc $\beta=1/n$) dans de l'air à pression atmosphérique pour différentes particules élémentaires.

b) Fluorescence de l'air

Une autre source de production de lumière est la fluorescence de l'air. Les particules chargées de la gerbe excitent les molécules de l'air qui produisent alors de la lumière par fluorescence. Ce phénomène est décrit en détail dans le chapitre 4. L'étude et la mesure de la fluorescence de l'air, constituent le principal travail de ma thèse.(cf. chapitres 4 à 7)

La lumière produite par fluorescence de l'air est émise de façon isotrope et principalement dans l'UV proche entre 290 et 440 nm de longueur d'onde. La quantité de lumière produite est proportionnelle à l'énergie déposée par ionisation dans l'air par la gerbe atmosphérique. Cette quantité est donc directement reliée à l'énergie du rayon cosmique incident.

Chapitre II : Détection des rayons cosmiques

A. Détection directe

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, les rayons cosmiques interagissent dans l'atmosphère terrestre. Quelle que soit leur énergie, elle est dégradée avant qu'ils n'atteignent le sol. Le rayonnement mesuré au niveau du sol est seulement le flux de particules secondaires issu des gerbes atmosphériques. Pour étudier directement les rayons cosmiques il faut donc s'affranchir de ce bouclier naturel. Ainsi les expériences de détection directe se font soit à bord de ballons dans la haute atmosphère (comme BESS[49], ATIC[50] CREAM[51], Runjob[52], JACEE[53]...) soit dans l'espace comme l'expérience AMS[54].

La détection directe d'un rayon cosmique nous permet d'étudier toutes ses caractéristiques : énergie, masse, charge et donc d'en déduire sa nature. Les mesures actuelles nous apprennent qu'à basse énergie ($< \text{quelques GeV}$), environ 2% des rayons cosmiques sont des électrons et 98% des hadrons dont 87% de protons, 12% de particules α (noyau d'hélium) et 1% de noyaux d'atomes plus lourds (carbone, azote, oxygène ou fer).

Les expériences futures devraient nous permettre de connaître la composition du rayonnement cosmique jusqu'à une énergie de quelques TeV.

Comme la détection directe ne peut se faire qu'au dessus de l'atmosphère, l'expérience doit être installée à bord d'engins capables de séjourner à très haute altitude (ballons ou satellites). La surface des détecteurs est donc relativement petite. Le flux du rayonnement cosmique étudié doit donc être suffisamment intense pour que le taux d'événements soit raisonnable. Au delà de 10^{14} eV, le flux est inférieur à une particule par jour et par mètre carré, et la mesure directe devient alors quasiment impossible.

Pour mesurer le flux au-delà de 10^{14} eV, on est obligé de détecter de manière indirecte les rayons cosmiques en étudiant les gerbes atmosphériques produites lors de leur interaction avec l'atmosphère. Il existe plusieurs méthodes que nous allons détailler par la suite.

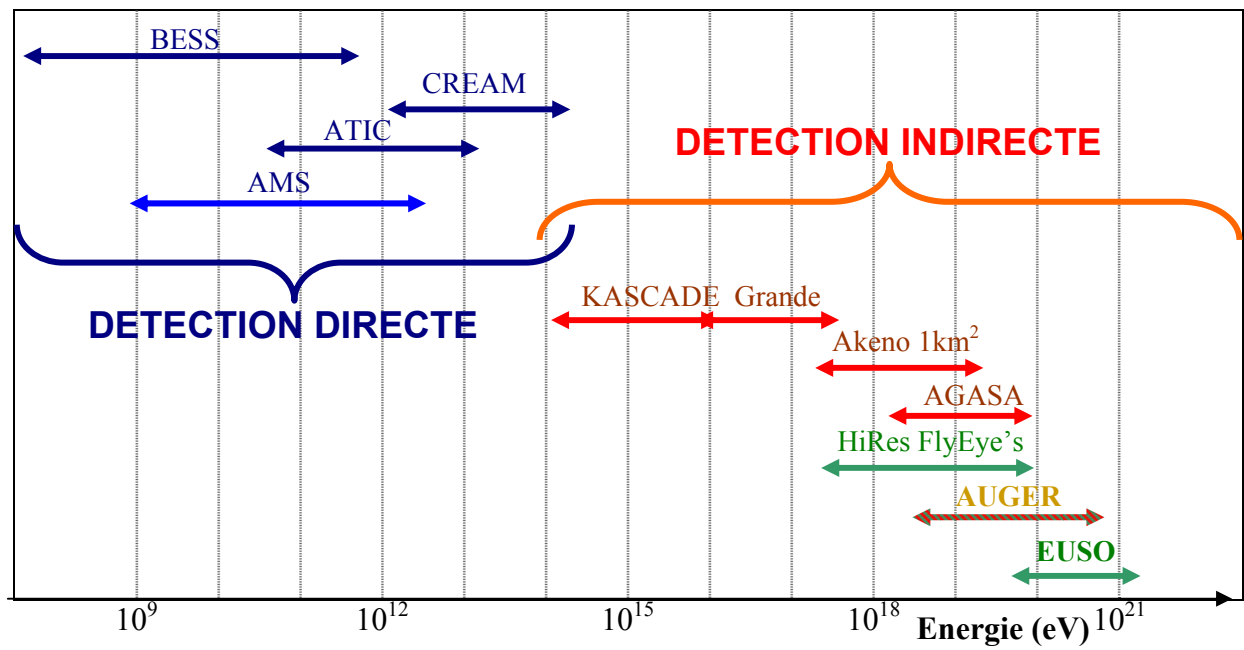


Figure 2. 1 : Plage d'énergie accessible par les différentes expériences mesurant le flux de rayons cosmiques (en bleu : détection directe, en rouge : chargées au sol, en vert : fluorescence de l'air)

B. Détection des gerbes atmosphériques

1. Particules chargées au sol

En plaçant des détecteurs de particules au sol, on ne détecte pas les rayons cosmiques incidents mais seulement les particules secondaires de la gerbe atmosphérique. La grande majorité des particules de la gerbe est arrêtée par l'atmosphère mais certaines parviennent tout de même jusqu'au sol. Cela dépend de l'énergie, de l'altitude et de l'angle d'incidence de la gerbe. Il s'agit principalement des muons, des neutrinos et de quelques reliquats de la gerbe électromagnétique (électrons, positons et rayons gamma).

Un détecteur au sol de gerbes atmosphériques est composé d'un réseau de détecteurs de particules chargées qui recouvre une grande surface. Les particules d'une même gerbe arrivent quasiment simultanément au sol. On détecte l'arrivée d'une gerbe atmosphérique lorsque plusieurs détecteurs du réseau se déclenchent au même instant. Grâce aux corrélations spatiales et temporelles entre les différentes particules, on peut reconstruire la direction du rayon cosmique incident. Ensuite on trouve son énergie en comparant l'intensité du flux détecté et la dispersion spatiale des particules à des simulations.

Les particules détectées au niveau du sol sont principalement des muons. Ils proviennent majoritairement de la désintégration de pions et fournissent des renseignements sur la partie hadronique de la gerbe atmosphérique. La reconstruction d'un évènement est donc fortement dépendante de la simulation des interactions hadroniques au cœur de la gerbe.

La détection au sol permet de couvrir un large spectre du rayonnement cosmique car suivant la taille et la densité du maillage choisi pour le réseau de détecteurs on peut étudier les gerbes d'énergie comprise entre 10^{14} et 10^{20} eV. (voir figure 2.1)

Par exemple le réseau de l'expérience KASCADE[62] en photo figure 2.2 qui est composé de plus de 1500 détecteurs installés à Karlsruhe sur un site restreint de 0,05 km², peut détecter les gerbes atmosphériques à partir de 10^{14} eV.

A l'opposé le réseau de l'expérience AUGER, en construction en Argentine, est composé de 1600 détecteurs répartis sur 3000 km² qui lui permettront d'avoir un taux d'évènements à 10^{20} eV suffisant pour en mesurer le flux.



Figure 2. 2 : réseau de l'expérience KASCADE et image d'une gerbe atmosphérique par ce réseau

Les expériences ayant détectées des RCUEs grâce à un réseau de détecteurs de particules chargées au sol sont ceux recouvrant une très grande surface au sol : Volcano Ranch[10], SUGAR[12], Haverah Park[13], Yakutsk[16] et AGASA[15]. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.1.

Expérience	Emplacement	Date Début/fin	Nombre de détecteurs	Surface	Nb de RCUE ($E > 10^{20}$ eV)
Volcano Ranch	États Unis	1959/ 1963	38	8 km ²	1(le 1 ^{er})
SUGAR	Australie	1968/ 1979	54	60 km ²	8 (non fiable)
Haverah Park	Angleterre	1968/1987	62	12 km ²	4
Yakutsk	Sibérie	1974/...	64	18 km ²	1
AGASA	Japon	1990/ 2004	140	100 km ²	8

Tableau 2. 1 : expériences basées sur la détection des chargées au sol ayant mesuré des RCUE.

L'inconvénient de cette technique est que les propriétés physiques des interactions hadroniques au delà d'une certaine énergie (environ 1 TeV) ne sont pas parfaitement connues. Or comme on l'a vu dans le chapitre précédent l'énergie dans le centre de masse dépasse largement cette valeur pour les RCUEs. Les simulations de gerbes hadroniques utilisent alors des extrapolations théoriques qui peuvent être source d'incertitude sur la reconstruction de l'énergie.

2. Lumière Čerenkov

Une gerbe atmosphérique produit une grande quantité de lumière par rayonnement Čerenkov (cf. chapitre1). Cette lumière arrive au sol en même temps que les particules de la gerbe. En mesurant le flux lumineux et l'étalement spatial du rayonnement Čerenkov au sol, on peut déterminer l'énergie et la direction du rayon cosmique incident.

De façon semblable à la détection basée sur des détecteurs de particules chargées, les détecteurs de lumière Čerenkov peuvent être placés en réseau pour couvrir une grande surface. Mais l'inconvénient de cette technique est que la mesure ne peut se faire que les nuits sans lune et sans nuages. Le cycle utile est d'environ 10%. Pour une même surface couverte, il faut dix fois plus de temps pour obtenir la même statistique. Cette technique n'est donc pas utilisée pour la détection des RCUEs qui sont des événements très rares.

On utilise la lumière Čerenkov pour détecter les rayons cosmiques d'énergie plus faible dont le flux est important et dont peu de particules de la gerbe arrivent jusqu'au sol. Par exemple un réseau de détecteurs de rayonnement Čerenkov atmosphérique est utilisé par l'expérience Yakutsk depuis 1995 pour détecter les rayons cosmiques d'énergie comprise entre 10^{15} eV et 10^{17} eV[32].

Mais la principale utilisation de cette technique est l'astronomie gamma de haute énergie (de l'ordre du TeV). En effet les gerbes initiées par des photons n'ont quasiment pas de composante hadronique et donc très peu de muons détectables au sol. On distingue les gerbes initiées par des photons de celles initiées par des hadrons, grâce à la forme de la gerbe qui est plus compacte et régulière. Parmi les expériences utilisant cette technique on peut citer CAT[55], CELEST[56], HEGRA[57], CANGAROO[58], HESS[59], MAGIC[60] et VERITAS[61].

3. Fluorescence

La fluorescence est la lumière émise par des molécules de l'air excitées par les particules chargées de la gerbe. L'atmosphère est un milieu scintillant qui produit de la lumière proportionnellement à l'énergie déposée. (Les expériences se basant sur la mesure de la fluorescence de l'air utilisent donc l'atmosphère comme un gigantesque calorimètre.)

L'utilisation de la fluorescence consiste simplement à mesurer la lumière produite par une gerbe dans l'atmosphère. Ces observations peuvent se faire soit depuis le sol en regardant le ciel, soit depuis l'espace en observant la Terre. Depuis le sol ces mesures doivent se faire les nuits sans lune et sans nuages, ce qui réduit le temps de mesure effectif. Le cycle utile est d'environ 10%. Depuis l'espace le cycle utile devrait être de l'ordre de 20% (cf. chapitre 3.D.5.c).

Le principal intérêt de cette technique est que le détecteur est l'atmosphère elle-même. La surface de détection utile est donc la surface de la portion d'atmosphère observée. Un seul site d'observation peut couvrir une surface très importante. On utilise souvent plusieurs sites observant une même zone pour obtenir des images en « stéréo », ce qui facilite la reconstruction des événements.

La quantité de lumière produite par fluorescence étant directement reliée à l'énergie déposée dans l'air par la gerbe, cette méthode donne accès à l'énergie du RCUE incident sans être trop dépendant de la simulation de la gerbe. Cependant elle demande une bonne connaissance de la production et de la transmission de la lumière dans le milieu très changeant qu'est l'atmosphère.

Les sources d'erreur de mesure sont très différentes de celles provenant de l'utilisation des chargées au sol. En effet la reconstruction de gerbe grâce aux chargées au sol dépend fortement de la modélisation des interactions hadroniques alors que l'utilisation de la fluorescence est principalement sensible aux modèles d'atmosphère et de fluorescence utilisés.

Les expériences utilisant la fluorescence de l'air ne peuvent détecter que les gerbes de très haute énergie ($> 10^{17}$ eV) qui produisent suffisamment de lumière. L'expérience Fly-Eye's[13] et sa suite HiRes[17] ont notamment détecté des RCUE d'énergie supérieure à 10^{20} eV grâce à la fluorescence de l'air (voir tableau 2.2).

L'expérience Fly-Eye's dont un site est en photo figure 2.3 est composée d'un ensemble de stations au sol observant le ciel dans toutes les directions, formant ce qu'on appelle un détecteur « œil de mouche ». Ses stations se trouvent sur plusieurs sites pour augmenter la surface observée et obtenir des événements en stéréo.

L'expérience HiRes utilise le même principe que Fly-Eye's mais avec une meilleure résolution angulaire qui lui permet de détecter les gerbes plus éloignées et donc de couvrir une surface d'atmosphère plus importante.

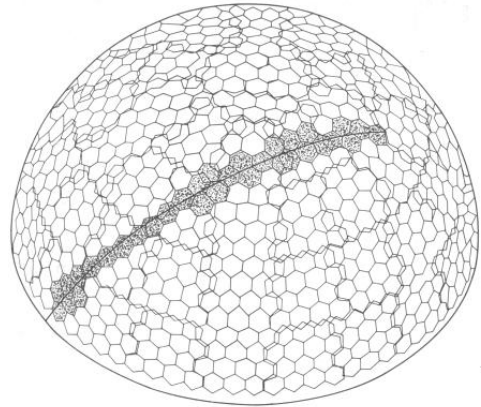


Figure 2. 3 : vue d'un des sites de Fly-Eye's et image d'une gerbe atmosphérique vue par ses détecteurs

Expérience	emplacement	Date Début/fin	Surface observée	Nb de RCUE ($E > 10^{20}$ eV)
Fly Eye's	États Unis	1981/ 1993	500 km ²	1
HiRes	États Unis	1994/ 2000	5000 km ²	2

Tableau 2. 2 : expériences basées sur la fluorescence de l'air ayant détecté des RCUE.

Les expériences futures basées sur la fluorescence de l'air sont de deux types. Elles sont soit basées sur le même modèle que Fly-Eye's et HiRes avec des détecteurs « œil de mouche » au sol observant le ciel (Auger, ASHRA[63], Telescope Array[64]) soit d'un nouveau type regardant l'atmosphère depuis l'espace (EUSO, OWL[65], TUS/KLYPVE[66],...).

L'idée de détecter les gerbes atmosphériques depuis l'espace a été proposée par John Linsley en 1979[67]. Les expériences spatiales ont le double avantage d'observer une surface d'atmosphère bien plus importante que les expériences au sol et de bouger, passant d'un hémisphère à l'autre, ce qui leur permet de détecter les RCUE provenant de toutes les directions de l'espace. Elles sont cependant encore actuellement en cours de développement.

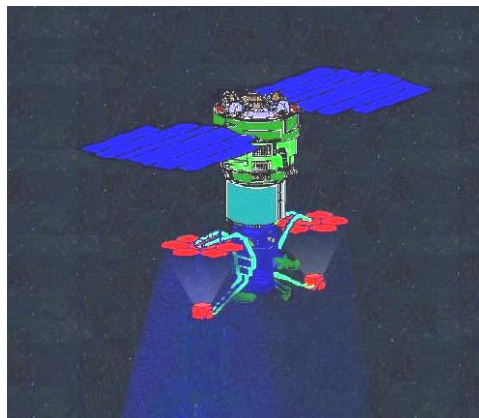


Figure 2. 4: Projet TUS de détecteur de gerbes observant la fluorescence de l'air depuis l'espace.

4. Détecteur hybride

Un détecteur hybride est un détecteur utilisant simultanément plusieurs techniques de détections des rayons cosmiques. Chacune des techniques a des sources d'erreurs différentes. L'utilisation simultanée de plusieurs techniques permet de mieux les comprendre et donc de réduire les incertitudes de mesure.

La première expérience de type hybride est l'expérience Yakutsk[32] qui utilise à la fois un réseau de détecteurs de chargées et un réseau de détecteurs de rayonnement Čerenkov atmosphérique.

Cependant le détecteur hybride le plus attendu est celui de l'observatoire Pierre AUGER qui associe sur un même site la mesure des chargées au sol et de la fluorescence de l'air. Le projet sera à terme constitué de deux sites semblables dans chacun des hémisphères terrestres. Sur chacun de ces sites le réseau de 1600 détecteurs de particules chargées couvrira 3000 km^2 et il sera entouré de quatre stations de détection de la fluorescence « œil de mouche » observant l'atmosphère au dessus du réseau.

Le site de l'hémisphère sud est à Malargue en Argentine. Il est actuellement en phase de déploiement mais il a déjà vu ses premières gerbes grâce à la partie du réseau de détecteur déjà installée. Le site de l'hémisphère nord devrait être dans le Colorado.

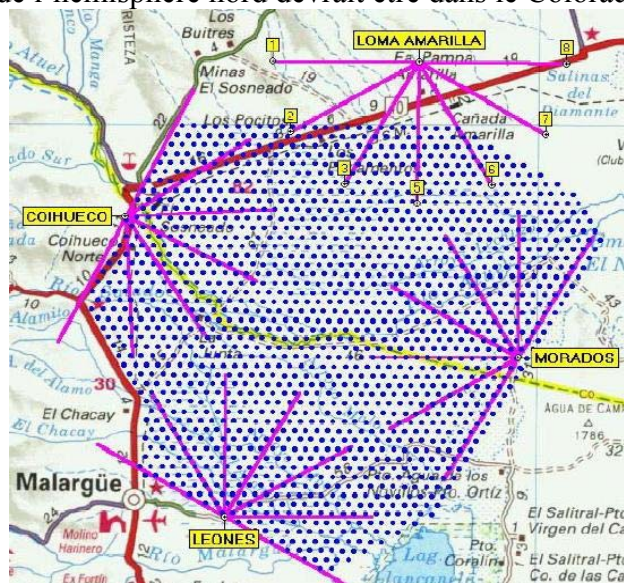


Figure 2. 5 : site Auger sud : réseau de 1600 détecteurs (point bleu) et 4 stations de fluorescence (en jaune)

D'autre part le projet TA (Telescope Array[57]) qui est un détecteur hybride semblable à l'observatoire AUGER en plus petit, est en construction actuellement dans l'hémisphère nord dans le comté de Millard dans l'Utah. Cette expérience menée par les équipes d'AGASA et d'HiRes a pour objectif principal de comprendre la différence entre les résultats des expériences AGASA et HiRes sur le spectre des RCUE et l'anisotropie de leur direction d'arrivée.

Le réseau de détecteurs au sol est composé de 576 détecteurs de particules chargées du même type qu'AGASA (scintillateur) répartis sur plus de 800 km^2 . Le réseau est entouré de trois stations de fluorescence « œil de mouche » du même type qu'HiRes. Le taux d'évènements hybrides devrait être pratiquement le même que le taux d'évènements d'AGASA.

5. La radiodétection

Une nouvelle technique de détection des RCUE basée sur la mesure du champ électrique induit par les gerbes atmosphériques, est en cours de développement.

L'origine de ce champ électrique est la somme de trois processus. Premièrement le champ magnétique terrestre dévie les particules de la gerbe différemment suivant leur charge. Le barycentre des charges positives et celui des charges négatives sont alors séparés créant un dipôle électrique. Ce dipôle se déplace avec la gerbe induisant un champ électrique dipolaire. De plus le déplacement latéral des barycentres alimenté par la création de paires engendre un autre champ dipolaire. Enfin, les nombreux électrons arrachés au milieu forment un excès d'électrons par rapport aux positons (cf. chapitre 1.B). Le déplacement de cet excès de charge négative induit parallèlement à l'axe un champ électrique monopolaire.

Le champ électrique induit par ces différents processus est un signal très rapide de quelques nanosecondes à une centaine de nanosecondes couvrant une large zone de fréquence du MHz à quelques centaines de MHz[68].

Des mesures faites dans les années 1960/70 grâce à des antennes radio ont montré que ce champ est tout à fait détectable. Mais cette technique n'a vraiment fait ses preuves que très récemment avec différents prototypes en test actuellement. Par exemple l'expérience CODALEMA[69] qui utilise l'observatoire radio de Nançay (voir figure 2.6) a montré qu'il est possible de reconstruire les caractéristiques des rayons cosmiques en utilisant seulement le signal radio. Un autre test en cours est l'expérience LOPES[70] qui utilise un réseau de radio-détecteurs sur le site de KASCADE à Karlsruhe.

Pour détecter les RCUEs, il faut un réseau de radio-détecteurs couvrant une grande surface. On envisage ainsi d'installer des radio-détecteurs sur le site d'AUGER sud. Mais le projet le plus ambitieux est l'interféromètre radio LOFAR (Low frequency Array) qui pourrait couvrir une surface de 200 000 km² particulièrement intéressante pour l'étude des RCUEs.



Figure 2. 6 : expérience CODALEMA à l'observatoire radio de Nançay

C. Détection des neutrinos

Les particules énergétiques provenant de l'espace peuvent aussi être des neutrinos. Pour détecter ces neutrinos cosmiques (d'origine non solaire, ni atmosphérique), on détecte les gerbes qu'ils produisent en interagissant sur Terre. La section efficace des neutrinos avec la matière étant beaucoup plus faible que celle des autres particules il faut traverser beaucoup plus de matière avant que ne se produise l'interaction primaire.

Ainsi les expériences détectant les neutrinos cosmiques recherchent les gerbes dans des milieux beaucoup plus denses que l'atmosphère tels que la glace (AMANDA[71], IceCube[72]), ou l'eau (ANTARES[73], NESTOR[74] ...). Il existe de nombreuses méthodes pour détecter ces gerbes basées sur la mesure du rayonnement Čerenkov, des ondes radio ou même des ondes sonores[75]. La sensibilité des détecteurs actuels est maximale pour des neutrinos d'énergie de l'ordre du TeV. Pour l'instant, elle n'est pas suffisante pour détecter les neutrinos cosmiques mais les ambitieux projets futurs qui combineront plusieurs types de détections devraient permettre la naissance de l'astronomie neutrino.

Cependant les détecteurs de rayons cosmiques basés sur la détection des gerbes atmosphériques ne sont pas insensibles aux neutrinos. En effet la section efficace d'interaction des neutrinos avec la matière augmente avec l'énergie. Les expériences telles que Auger, TA ou EUSO devraient donc théoriquement observer quelques neutrinos ultra énergétiques [76],[77],[78]. Ces gerbes seront principalement horizontales car dans cette configuration le grammage d'atmosphère traversée est le maximum.

Elles peuvent aussi être créées par des neutrinos ayant interagi dans le sol proche de la surface et dont la gerbe se développe dans l'air. Il pourrait en particulier s'agir de neutrinos arrivant tangents à la Terre et qui interagissent dans une montagne. Ces gerbes sont majoritairement horizontales mais elles peuvent aussi « remonter ».

D'autre part certaines théories prédisent une augmentation de la section efficace du neutrino à haute énergie supérieure à l'extrapolation du modèle standard. Par exemple dans un univers à plus de 4 dimensions, l'énergie dans le centre de masse pourrait être suffisante pour créer un mini trou noir. La section efficace d'interaction d'un neutrino de 10^{20} eV s'en trouverait alors décuplée. Dans le cadre de telles théories, la détection de gerbes atmosphériques provenant de neutrinos par les nouveaux détecteurs de RCUE ne serait plus anecdotique[29].

D. Le projet EUSO

1. Introduction

Le projet EUSO (**Extre**me **Universe Spatial Observatory**) est dédié à la détection des RCUEs dont l'existence pose actuellement un grand nombre de problèmes en astrophysique et en physique des particules (cf. chapitre 1). Le but principal du projet est d'en détecter le maximum possible pour remédier à la faible statistique actuelle dans ce domaine.

Le principe de l'expérience EUSO est basé sur la mesure de la fluorescence de l'air et du rayonnement Čerenkov produits par les gerbes atmosphériques. L'idée novatrice du projet est d'observer l'atmosphère d'en haut, depuis l'espace, pour couvrir une très grande surface. Dans ce type d'expériences la quantité d'atmosphère observée correspond à la surface effective de détection. En augmentant ainsi au maximum cette surface, on augmente le taux d'événements détectés. L'observation des gerbes atmosphériques depuis l'espace n'a encore jamais été réalisée. EUSO est donc le précurseur d'un nouveau type de détecteur.

Le projet est mené par une collaboration internationale entre des groupes de recherche venant d'Europe, du Japon et des Etats-Unis, présidée par Livio Scarsi de l'IFCAI (**Istituto de Fisica Cosmica & Informatica de Palermo University**). En France les laboratoires participants³ à EUSO étaient l'APC de Paris, le LPSC de Grenoble et le LAPP d'Annecy.

La mission spatiale EUSO est une mission de l'ESA (**European Space Agency**). Elle a reçu l'approbation combinée du SPC (**Scientific Program Comity**) et du PB-MS (**Program Board for Manned Spaceflight**) de l'ESA pour entrer en "PHASE A" en mars 2002. La phase A s'est terminée le 31 août 2003 et le projet est depuis en attente pour entrer en phase B. Initialement, il était prévu d'installer le détecteur sur la station spatiale internationale (ISS) pour une durée de trois ans. Dans des conditions favorables le lancement pourrait avoir lieu vers 2010.



Figure 2. 7 : vue d'artiste d'EUSO accroché au module Colombus de l'ESA sur l'ISS

³ En ce jour de soutenance les groupes français ne sont plus impliqués dans le projet EUSO

2. Principe de l'expérience

Le principe de l'expérience EUSO est d'observer l'atmosphère depuis l'espace dans le proche UV entre 330 nm et 400 nm, qui est le domaine spectral correspondant à la fluorescence de l'air (cf. chapitre 5) et à la transparence de l'atmosphère, afin d'y repérer les traces lumineuses laissées par les gerbes atmosphériques.

Lorsqu'une telle gerbe se propage dans l'atmosphère, elle produit de la lumière par deux processus distincts : la fluorescence de l'air et le rayonnement Čerenkov.

La fluorescence de l'air étant émise de façon isotrope, une partie de cette lumière est émise vers l'espace. En observant l'atmosphère, on peut ainsi suivre directement le déplacement d'une gerbe et sa variation d'intensité dans le temps.

Le rayonnement Čerenkov est quant à lui émis quasiment dans la direction de propagation de la gerbe (cf. chapitre 1), c'est-à-dire en direction du sol. Il ne peut être vu depuis l'espace qu'après rétrodiffusion par l'atmosphère, les nuages ou le sol.

Les deux contributions n'arrivent pas en même temps sur EUSO. La fluorescence forme une trace qui suit le parcours de la gerbe alors que le Čerenkov produit un flash de lumière à l'endroit où il touche une surface réfléchissante (le sol ou un nuage).

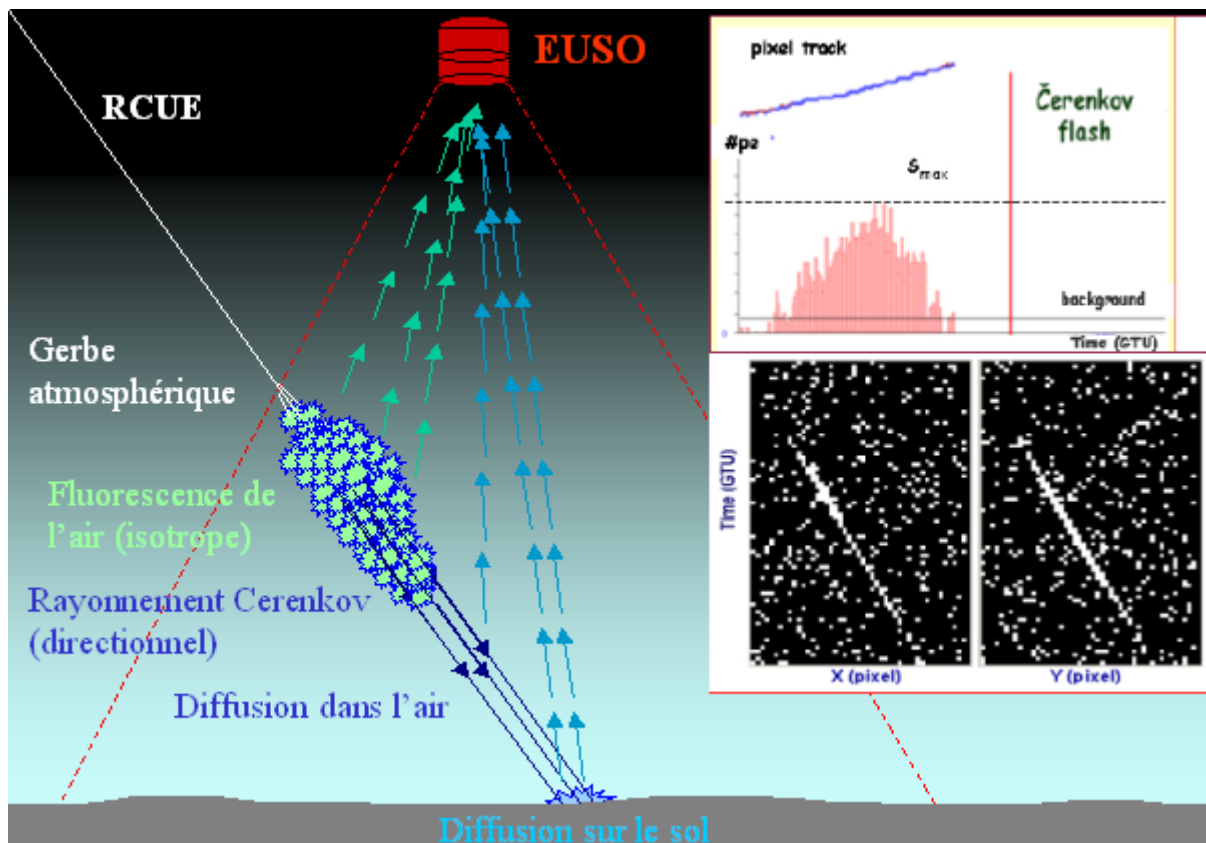


Figure 2. 8 : détection des gerbes atmosphériques par EUSO depuis l'espace grâce à la fluorescence de l'air et aux rayonnements Čerenkov

3. Description du détecteur

a) Description globale

La description faite ici des instruments utilisés pour le projet EUSO a pour référence le rapport de fin de phase A édité le 31 août 2003[79]. EUSO est composé de deux instruments : un détecteur de gerbes (télescope UV) et un système de sondage de l'atmosphère (LIDAR). Les caractéristiques des détecteurs sont encore susceptibles de changer avant la construction du dispositif.

Le détecteur de gerbes :

Le détecteur de gerbes d'EUSO est une grosse caméra numérique accrochée à la station spatiale internationale (ISS) qui observe l'atmosphère à la verticale en pointant au nadir, dans l'UV proche entre 330 nm et 400 nm. Sa forme est cylindrique, d'environ 2,5 m de diamètre et de 5 m de long.

Il possède un champ de vue très large (entre 50° et 60°) qui lui permet de couvrir une surface d'atmosphère très importante. L'ISS volant entre 360 km et 420 km (voir figure 2.28), la surface au sol observée par EUSO est de l'ordre de 150 000 km².

La caméra a plus de 200 000 pixels et une résolution angulaire d'environ 0.1°. Cette résolution correspond à une surface au sol inférieure au km² parfaitement adaptée à la taille des gerbes atmosphériques. L'échantillonnage temporel se fait toutes les 2,5 microsecondes. On appelle cette durée une GTU (Gate Time Unit). La distance parcourue par la gerbe pendant une GTU est d'environ 750 m qui est une longueur comparable à la résolution spatiale du détecteur.

L'optique d'EUSO est composée de deux lentilles de Fresnel qui focalisent la lumière UV provenant de la Terre sur une surface focale. Cette surface focale est pavée de photomultiplicateurs multi-anodes (MAPMT) qui convertissent le signal lumineux en signal électrique. Enfin, un système électronique permet de compter le nombre de photons arrivant par pixel et par GTU.

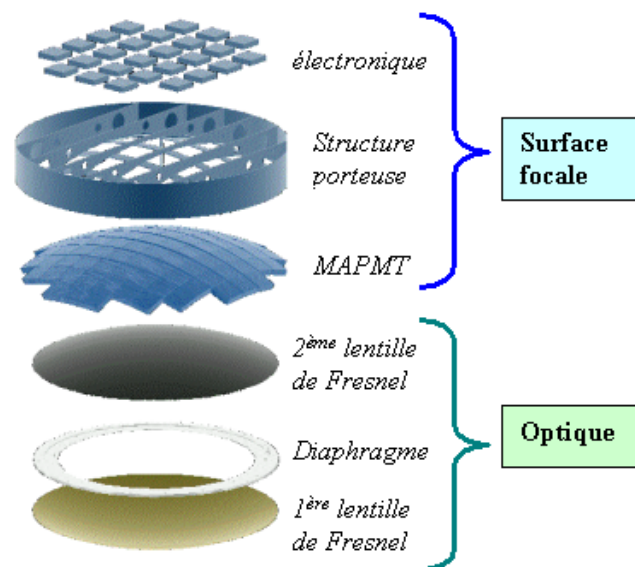


Figure 2. 9 : éclaté du détecteur de gerbe EUSO[79]

De plus, le détecteur a une très grande sensibilité pour détecter la faible lumière provenant des gerbes atmosphériques. Il doit donc être protégé du soleil « la journée » par un couvercle amovible.

Système de sondage de l'atmosphère :

Un radar optique ou LIDAR (**L**ight **D**etection **A**nd **R**anging) doit être installé en plus du détecteur de gerbes pour étudier les conditions locales de l'atmosphère à l'endroit où s'est produite une gerbe ainsi que les propriétés optiques de l'air dans lequel va se propager la lumière jusqu'à EUSO. Le LIDAR devrait en particulier repérer la présence de nuages et estimer leur altitude.

Contraintes spatiales :

Le projet EUSO étant un projet spatial, il est soumis à un certain nombre de contraintes pour pouvoir être emmené et installé sur l'ISS. Il doit être assez compact pour entrer dans le lanceur (initialement la navette spatiale de la NASA) et résister à des vibrations de l'ordre de 12 g lors de son transport (décollage et atterrissage). Son emplacement sur le module Columbus de l'ISS est conçu pour supporter des objets de masse inférieure à 1200 kg et fournit une puissance électrique maximale de 800W.

De plus dans l'espace le détecteur est soumis à d'importantes variations thermiques entre le jour et la nuit (cycle de 90 minutes) ainsi qu'à un intense bombardement de rayons cosmiques qui peut altérer ses propriétés pendant la durée de la mission. En outre EUSO doit évacuer la chaleur produite par son électronique grâce à des radiateurs.

C'est l'agence Alenia qui est en charge de la structure mécanique, de l'intégration à la station spatiale ainsi que de la qualification spatiale du projet. C'est elle qui a dessiné la maquette du projet représentée figure 2.10.

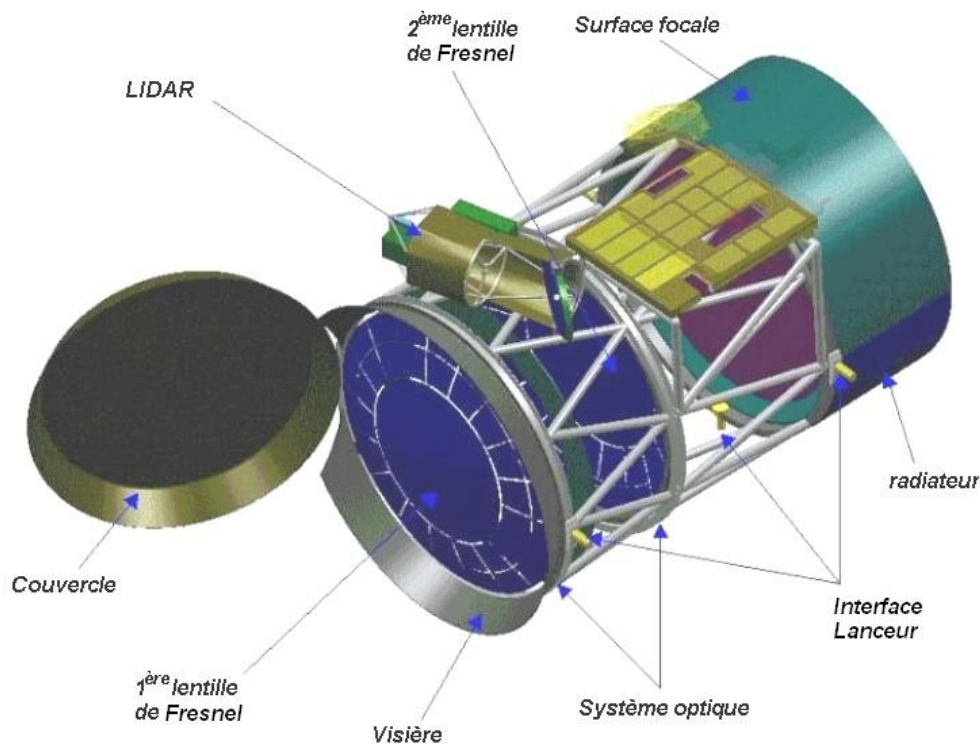


Figure 2. 10 : vue schématique de projet EUSO élaboré par Alenia[79]

b) Les lentilles de Fresnel

L'optique d'EUSO est la partie la plus délicate du détecteur car elle doit satisfaire à des propriétés optiques pointues tout en restant légère et résistante pour respecter les contraintes spatiales.

Les caractéristiques du système doivent être:

- Un très grand angle d'ouverture (supérieur à 50°)
- Une importante surface collectrice (environ 5 m^2)
- Une courte distance focale pour limiter la taille du détecteur.
- Une bonne transmission et une faible aberration chromatique entre 330 nm et 400 nm.

La solution retenue par la collaboration est l'utilisation de lentilles de Fresnel à grand angle taillées dans un matériau transparent aux UV avec un indice optique relativement stable avec la longueur d'onde.

Ces lentilles sont basées sur la technologie OWL (Optical Wide-angle Lens) développée à l'université d'Alabama à Huntsville par la NASA dans le cadre du programme CETDP[80].

Le système optique est composé de deux lentilles de Fresnel double face de 2,5 m de diamètre et de 15 mm d'épaisseur, et d'un diaphragme de 2,3 m d'ouverture. Les deux lentilles sont à 2 m l'une de l'autre sur l'axe optique et le diaphragme est placé entre les deux.

Le système optique focalise tous les rayons lumineux arrivant d'une même direction sur un même point. L'ensemble de ces points forme la surface focale (voir figure 2.11). Cette surface se trouve alors à environ 1,6 m de la deuxième lentille.

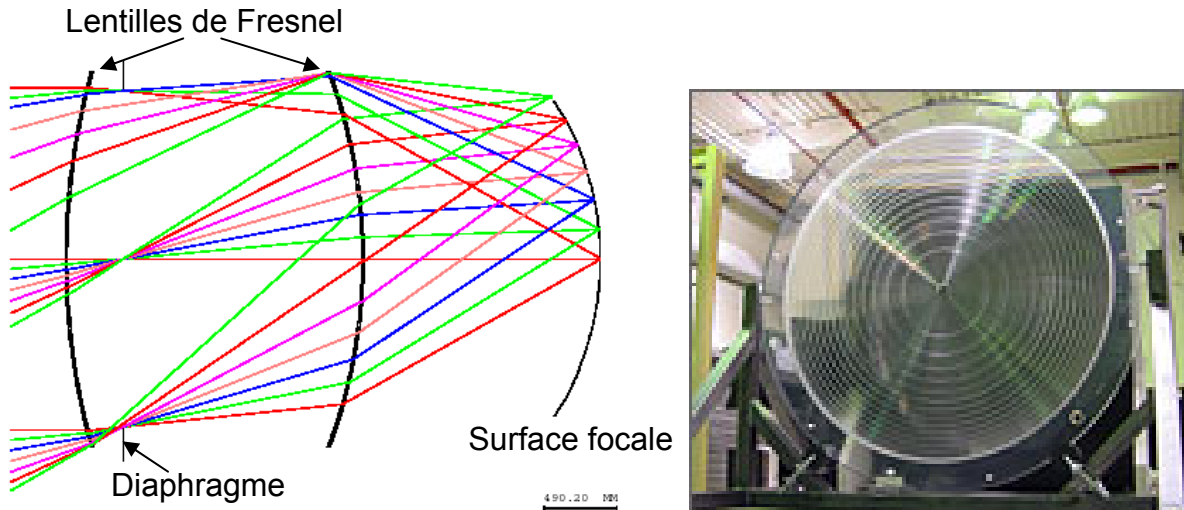


Figure 2. 11 : Optique d'EUSO utilisant des lentilles de Fresnel de 2,5 m de diamètre[80]

Pendant la phase A, des prototypes du système optique ont été construits et testés. Les lentilles de Fresnel ont été renforcées par une structure interne en aluminium pour résister aux contraintes mécaniques.

c) La surface focale

Pour couvrir la surface focale de photo-détecteur, la collaboration a choisi d'utiliser des photomultiplicateurs multi-anodes MAPMT (**M**ulti-**A**node **P**hoto **M**ultiplier **T**ube). Le choix actuel se porte sur les MAPMT Hamamatsu R8900-03-M36 qui ont servi de base de travail à l'étude de phase A.

Ce MAPMT développé spécialement par Hamamatsu pour l'expérience EUSO est optimisé pour la détection des UV. Il possède 6x6 pixels sur une surface carrée de 24 mm de côté (cf. plan figure 2.12).

Le MAPMT en lui même fait 26 mm de côté mais pour augmenter la taille de la surface active, on envisage de poser un système de guide de lumière sur chaque MAPMT. D'autre par un filtre de type Schott BG3 est collé à la photocathode pour limiter le domaine de sensibilité à la zone voulue.

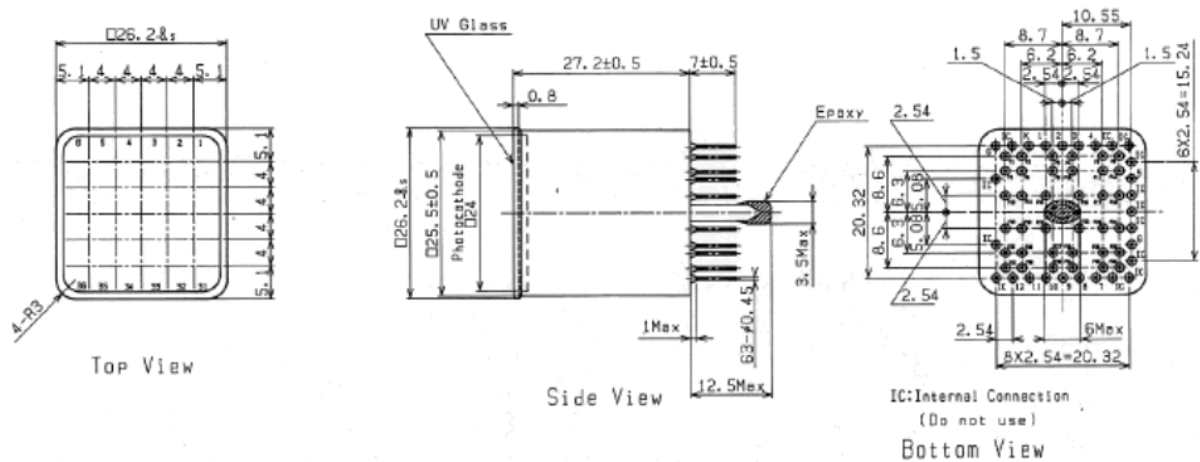


Figure 2. 12: dessin du photomultiplicateur Hamamatsu R8900-03-M36

La forme de la surface focale est très complexe mais peut être approchée en première approximation par un paraboloïde axé sur l'axe optique. Cependant il est impossible de paver parfaitement un paraboloïde à partir de motifs carrés tels que les MAPMT.

Deux solutions de pavages partiels sont envisagées par la collaboration :

- Soit un pavage carré suivant deux directions X-Y, perpendiculaires (voir figure 2.13).
- Soit un pavage circulaire respectant la symétrie $r-\phi$ (voir figure 2.14).

La solution « XY » fournit un meilleur recouvrement que la solution « $r-\phi$ » mais pave moins bien la partie extérieure de la surface focale. De plus cette solution crée deux directions privilégiées qui peuvent introduire des biais.

Quelque soit la solution de pavage choisie, les MAPMT seront regroupés par quatre (2x2) pour former une cellule élémentaire (EC). Ces cellules sont elles-mêmes regroupées en module appelé PDM (**P**hoto-**D**etector **M**odule). Il existe des PDM de différentes formes regroupant plus ou moins de cellules élémentaires.

Pour réduire le coût de fabrication de la surface focale, il est important de limiter le nombre de type de PDM différents. Les deux solutions de pavage étudiées nécessitent toutes deux une dizaine de types de modules différents.

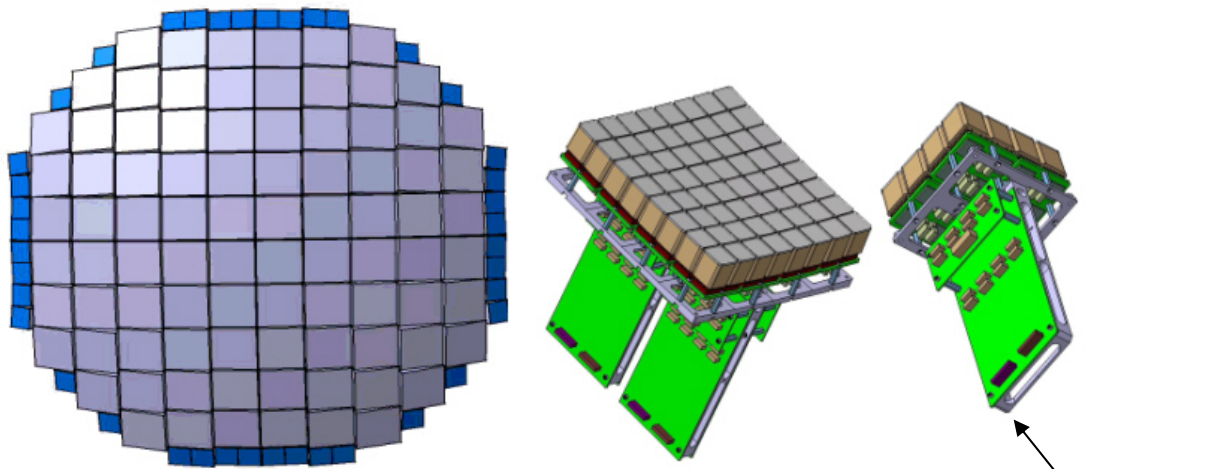


Figure 2. 13 : Surface focale type "XY" (neuf formes de PDM et 6272 MAPMT)

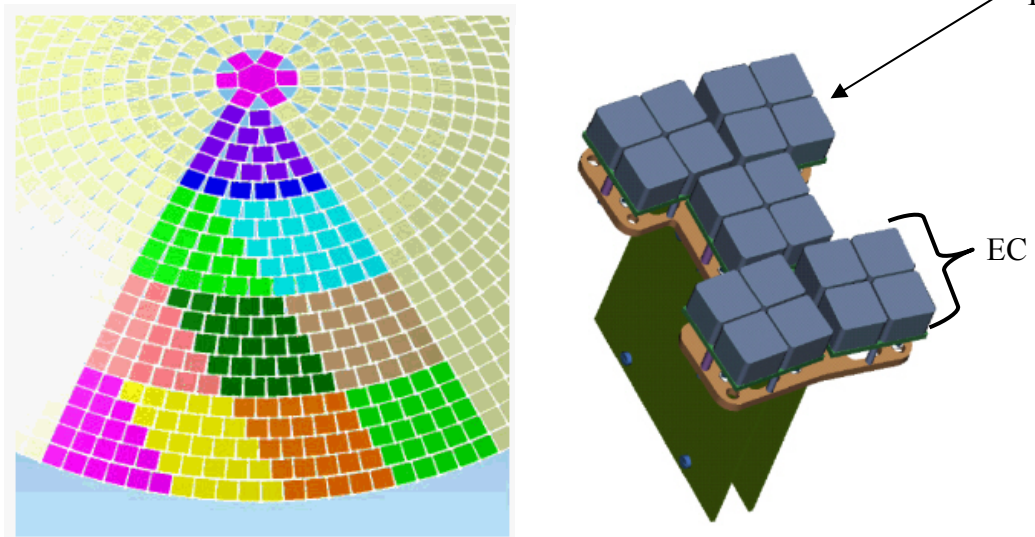


Figure 2. 14 : Surface focale type "r- ϕ " (10 formes de PDM et 5544 MAPMT)

d) L'électronique

L'électronique d'EUSO doit gérer plus de 200 000 canaux d'électroniques, compter le nombre de photons détectés par chaque pixel et détecter les gerbes atmosphériques.

Sa fonction principale est le traitement de l'information au niveau du PDM plutôt qu'au niveau du détecteur entier pour optimiser la place mémoire et la réactivité du système. Elle se structure en trois modules : l'électronique d'entrée, le système de déclenchement et le système de relecture.

Enfin un module de contrôle global gère et vérifie le bon fonctionnement du détecteur. Il transfère les données à l'ISS qui les transmet ensuite sur Terre quand elle passe au dessus de stations de réception. Les données sont ensuite centralisées dans la salle de contrôle de l'expérience au EUSO-SODC[81] (Science **O**peration and **D**ata Center).

Système de déclenchement

La caméra EUSO ne peut pas fonctionner en permanence en prenant simplement une image de 250 000 pixels toutes les 2,5 μ s sinon elle générerait environ 100 Go de données par seconde. Elle ne doit se déclencher que lorsqu'une gerbe atmosphérique a été repérée.

Le système de déclenchement est le point clef de l'expérience car il doit repérer très rapidement un évènement au milieu du bruit de fond. C'est de lui que dépendent les performances du détecteur (efficacité, seuil de détection...etc)

Le processus de déclenchement se fait en plusieurs étapes :

- Un pixel doit compter un nombre de photoélectrons supérieur à un seuil prédéfini.
- Le bruit de fond autour du pixel touché ne doit être trop fort.
- Le signal doit persister pendant quelques GTU sur ce pixel ou sur des pixels adjacents.

La première étape du déclenchement est réalisée par l'électronique d'entrée au niveau de chaque pixel. La deuxième étape utilise les informations sur la position XY et l'intensité du signal mémorisé au niveau du PDM. Enfin la dernière étape est réalisée par un programme de recherche rapide de traces, implémenté au niveau du PDM. L'algorithme de recherche est encore en cours de développement et d'optimisation.

Electronique d'entrée

L'électronique d'entrée dite électronique « Front End » a pour fonction d'amplifier le faible signal de chaque pixel, de compter le nombre de photons vus par pixel, d'opérer le premier niveau de déclenchement et de fournir la position XY des pixels touchés au module d'électronique du PDM.

Elle est basée sur la technologie ASIC et comporte une partie numérique et une partie analogique[82].

L'électronique numérique assure essentiellement les fonctions de comptage, de marquage XY, et de déclenchement. Lorsqu'un pixel de MAPMT détecte un photon, il transmet un signal correspondant à un photoélectron unique. L'électronique numérique est basée sur la technique de comptage de photoélectrons. Cette technique n'est possible que lorsque le flux lumineux est assez faible pour qu'il n'y ait pas de superposition des pics de photoélectrons uniques. Il faut au moins 10 ns entre deux photoélectrons pour pouvoir les discerner.

L'électronique analogique a pour rôle la pré-amplification du signal, l'intégration des charges et le stockage dans des mémoires analogiques. Elle prend aussi le relais quand le flux lumineux est trop intense et que l'électronique numérique ne peut plus compter. Elle permet notamment d'étendre la gamme dynamique aux RCUE d'énergie extrême ($\sim 10^{21}$ eV) et assure une meilleure mesure des impulsions brèves dues à la lumière Čerenkov réfléchie.

e) Le LIDAR

En plus du détecteur de gerbes, EUSO possède un système de sondage de l'atmosphère qui lui fournit des compléments d'information sur les conditions atmosphériques et notamment sur l'altitude et l'épaisseur optique des nuages.

La technologie choisie par la collaboration est l'utilisation d'un radar optique ou LIDAR (**L**ight **D**etection **A**nd **R**anging). Le principe d'un tel radar est d'envoyer des impulsions lumineuses à l'aide d'un LASER dans l'atmosphère et d'étudier ensuite l'écho de ce signal dans l'atmosphère.

Le radar optique fournit des informations sur les propriétés de transmission et de diffusion de l'air traversé par le laser. On obtient ainsi un profil des propriétés le long de la trace du laser. En tirant le laser dans la direction où l'on a détecté la gerbe, on doit pouvoir obtenir les propriétés de l'air dans lequel s'est propagée la lumière de la gerbe pour atteindre EUSO. Le radar optique devrait notamment détecter la présence de nuages et déterminer leur altitude et leur épaisseur optique.

La principale difficulté du système est que le LIDAR doit pouvoir s'orienter très rapidement ($< 0,1$ s) dans la direction de la gerbe à cause du déplacement de l'ISS ($\sim 30\,000$ km/h) tout en gardant une connaissance très précise de son angle ($< 0,1^\circ$) par rapport au nadir pour pouvoir déterminer l'altitude des nuages.

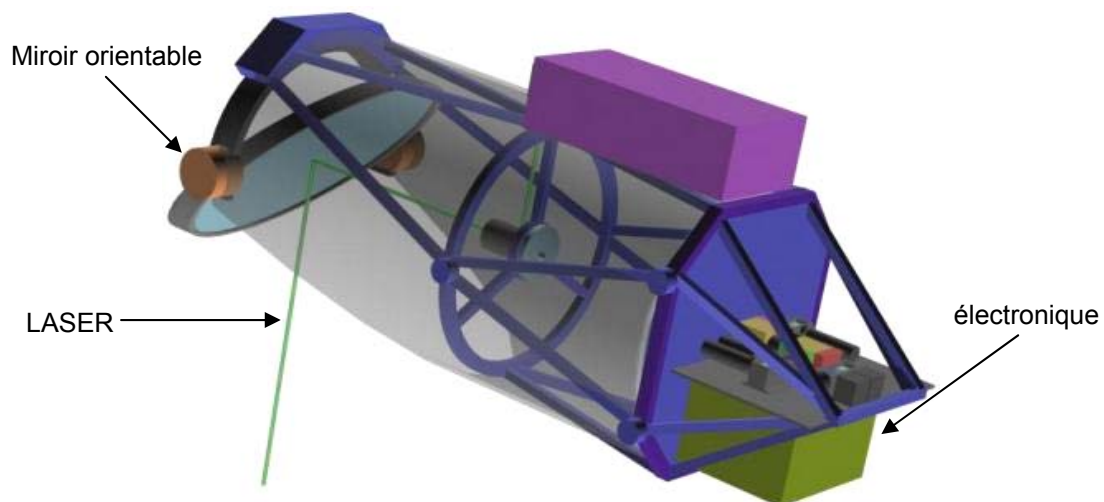


Figure 2. 15 : dessin d'un prototype de radar optique pour EUSO

4. Simulation

a) ESAF

La structure ESAF (EUSO Simulation and Analyse Framework) définit l'environnement officiel de simulation et d'analyse de l'expérience EUSO. Il a pour fonction de fournir un cadre à tous les programmes développés par la collaboration EUSO[96].

La structure générale d'ESAF est représentée par le diagramme figure 2.16. Elle se compose de deux grosses sous parties ayant pour objet la simulation et la reconstruction des événements. Elle utilise aussi des bases de données auxquelles se réfèrent ses différents sous-programmes.

L'environnement ESAF est codé dans le langage orienté objet C++ pour profiter de la flexibilité et de la modularité de ce type de langage. Elle inclut aussi des outils d'analyses ROOT[83].

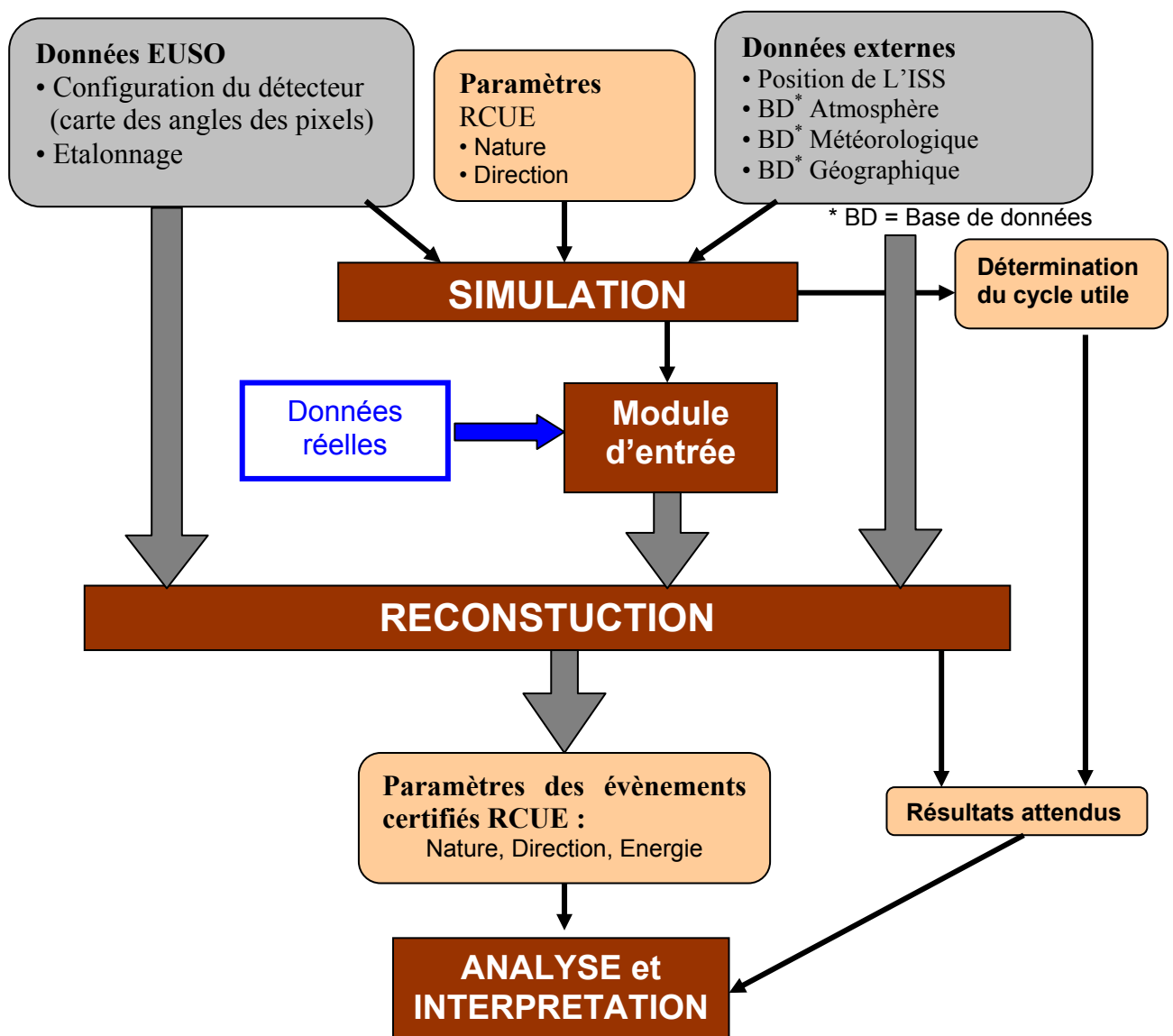


Figure 2. 16 : Diagramme de la structure générale d'ESAF

La partie concernant la reconstruction est développée dans le chapitre 3. Ici nous allons nous intéresser à la partie simulation qui a pour objectif de produire une simulation complète, de « bout en bout » (de la première interaction au signal de sortie de l'électronique). Cette simulation est découpée en quatre modules principaux quasiment indépendants qui s'enchaînent les uns après les autres :

- 1 : développement de la gerbe atmosphérique
- 2 : source de lumière
- 3 : transfert radiatif
- 4 : détecteur de gerbes

En plus de la chaîne principale, il existe un certain nombre de classes qui fournissent des informations complémentaires telles que le modèle d'atmosphère ou de bruits de fond.

Le principe d'ESAF est que l'utilisateur peut choisir dans chaque module le modèle ou le programme qu'il veut utiliser. Il peut aussi limiter sa simulation à une seule sous-partie pour bien mettre en évidence le point qu'il veut étudier.

b) Simulation rapide (SLAST)

Avant de mettre au point la simulation « officielle », un certain nombre de petites simulations ont été développées par différents groupes de la collaboration EUSO. Ces simulations sont simples, rapides et ne prennent pas en compte toute la complexité du problème mais elles permettent cependant d'avoir une bonne idée de la forme et de l'intensité du signal vu par EUSO dans toutes les conditions possibles sans prendre trop de temps. C'est grâce à elles que l'on a pu estimer le signal attendu, optimiser le détecteur et déterminer le seuil de détection des gerbes pendant l'étude en phase A.

La plupart de ces simulations ont leur code « caché » et ne sont donc utilisables que par leurs auteurs, à l'exception notable du programme SLAST[84].

Le programme SLAST(Shower initiated Light Attenuated to the Space Telescope) développé au LAPP par Dmitry Naumov est un programme de simulation de la détection de la lumière produite par une gerbe depuis l'espace. Il simule la production de lumière par la gerbe et sa transmission jusqu'à EUSO. Il ne prend pas vraiment en compte la partie détecteur car il considère seulement sa surface et son efficacité globale. La simulation peut donc s'adapter facilement à d'autres détecteurs de gerbes spatiaux tels que OWL, TUS ou KLYPVE.

Son code est entièrement accessible à la collaboration. Il est maintenant implémenté dans le cadre ESAF. Le simulateur SLAST nous a servi de générateur d'événements dans notre travail sur la reconstruction présentée chapitre 3.

SLAST	
Modèle d'atmosphère	US standard 1976[91] ou atmosphère isotherme
1 ^{ère} interaction	Aléatoire suivant une distribution de probabilité décroissant exponentiellement avec le grammage d'air rencontré.
Développement de la gerbe	Modèle de GIL[89]
Production de lumière	Modèle de Kakimoto[114]
Transmission	Uniquement direct avec LOWTRAN 7.1 [92]

Tableau 2. 3 : Modèles utilisés par le simulateur SLAST[84]

c) Modèle d'atmosphère

Dans l'expérience EUSO l'atmosphère peut être considérée comme une partie intégrante du détecteur de RCUE car elle nous sert à la fois d'absorbeur, de matière scintillante et de propagateur de la lumière. Elle intervient donc aux trois premiers niveaux de la simulation : développement de la gerbe, production de lumière et transfert radiatif. Le choix d'un modèle d'atmosphère le plus proche possible de la réalité est donc primordial.

Pour la simulation nous avons besoin de connaître la variation de la pression (ou de la densité), de la température, de l'humidité, du taux d'ozone et de la pollution en aérosol en fonction de l'altitude. Pour cela on utilise différents modèles :

Modèle de Linsley⁴ :

La densité décroît exponentiellement avec un paramétrage en cinq couches. Il existe huit jeux de paramètres différents dont un correspondant au modèle « US standard 1976 »[91].

Modèle de MSISE:

Ce modèle fournit les profils de température, de densité et de composition en O₂ et N₂ en fonction de l'emplacement sur la Terre (latitude et longitude) et de la date.

Atmosphère de LOWTRAN :

6 profils d'atmosphère basés sur l'US standard fournissent la valeur de la température, la pression, l'humidité, le taux d'O₂ d'O₃ et des données sur les aérosols.

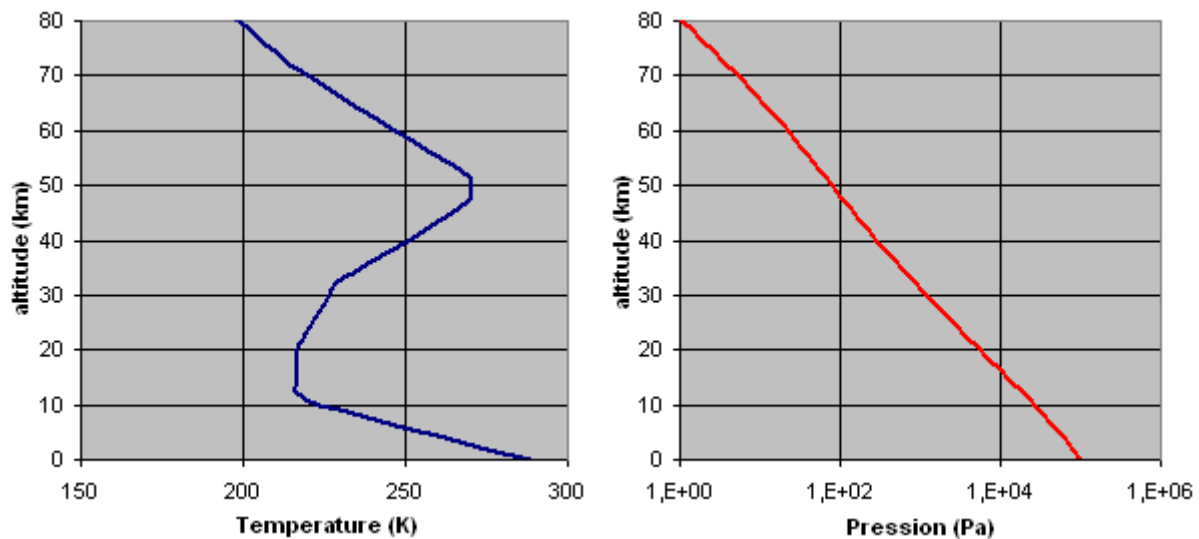


Figure 2.17 : profil de température et de pression de l'US standard 1976[91]

L'atmosphère est aussi balayée de nuages que l'on peut définir par leur altitude, leur dimension et leur épaisseur optique. L'épaisseur optique caractérise l'opacité d'un nuage.

⁴ Modèle originel développé par le pionnier de la recherche des RCUE (Volcano Ranch)

d) Simulation de gerbe

Il existe deux types de simulation de gerbes atmosphériques : soit des simulations entièrement « Monte Carlo » qui reproduisent le processus aléatoire des interactions et de créations de particules, soit des simulations rapides utilisant des formules analytiques décrivant le développement de la gerbe.

Des simulations Monte Carlo de gerbes atmosphériques existent déjà : CORSIKA[85], AIRES[86]. (voir les résultats au chapitre 1.B). Ces simulations décrivent très bien les gerbes et surtout reproduisent leurs fluctuations (deux RCUE identiques ne produisent pas tout à fait la même gerbe.). Cependant elles demandent un temps de calcul très important qui est d'autant plus long que l'énergie du rayon cosmique incident est grande.

Ce type de simulation ne permet donc pas de simuler une grande quantité d'évènements, c'est pourquoi la collaboration EUSO a développé un certain nombre de programmes de simulation rapides : SLAST[84], UNISIM[87]. Ces simulations sont basées sur l'utilisation hybride de Monte Carlo et de formules analytiques. Le programme SLAST ne détermine par Monte Carlo que la première interaction alors qu'UNISIM simule toutes les particules de la gerbe hadronique d'énergie supérieur à 10^{17} eV avec SIBYLL⁵[88]. Ces simulations considèrent aussi la possibilité d'avoir un neutrino comme RCUE incident et prennent en compte l'effet LMP[87].

Les formules analytiques utilisées sont le modèle de GIL[89](Greisen-Iljina-Linsley) qui décrit le développement longitudinal de la gerbe et le modèle de NKG[90](Nishimura-Kamata-Greisen) qui décrit la dispersion latérale de la gerbe.

Dans le cadre ESAF on peut choisir le simulateur de gerbe voulu. On pourra donc aisément comparer les simulateurs rapides aux Monte Carlo. EUSO est sensible à la gerbe électromagnétique dont les fluctuations sont beaucoup plus faibles que celles de la gerbe hadronique. On peut donc espérer que les simulations rapides sont tout de même très proches de la réalité.

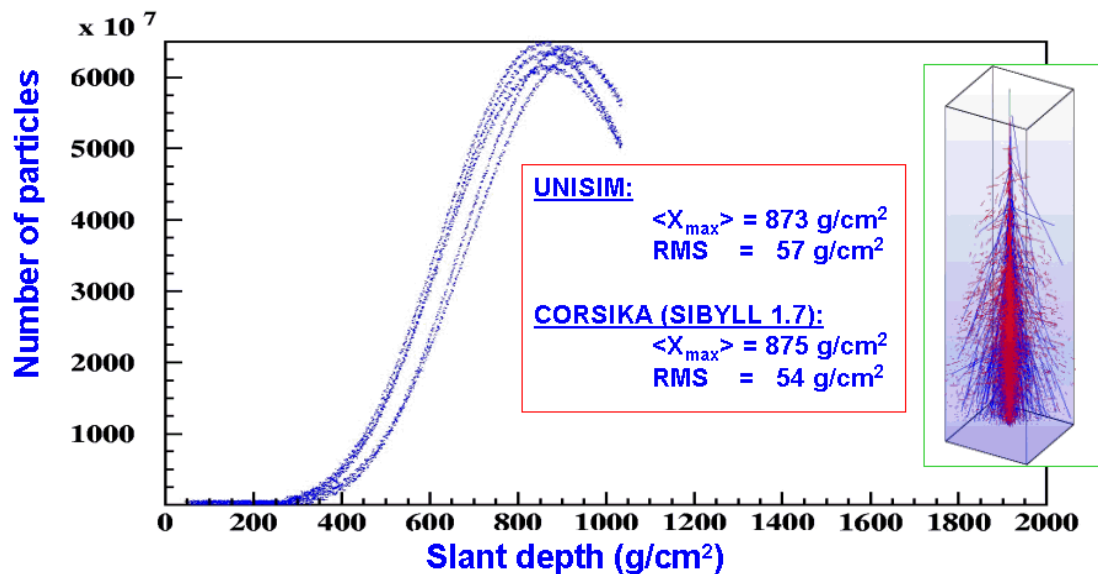


Figure 2. 18: série de gerbes atmosphériques initiées par des protons de 10^{20} eV simulée avec UNISIM. Les fluctuations du maximum sont comparées aux fluctuations obtenues par CORSIKA[79].

⁵ Le simulateur d'interaction hadronique SIBYLL est aussi utilisé par CORSIKA.

e) Production de lumière

La lumière est produite par deux processus : la fluorescence de l'air et le rayonnement Čerenkov. Ces deux contributions dépendent des caractéristiques de l'air et donc du modèle d'atmosphère choisi.

Pour la fluorescence de l'air on utilise des modèles basés sur celui de Kakimoto et al.[114] et sur les mesures de Nagano et al.[119]. Tous ces modèles sont décrits et analysés dans le chapitre 4 sur la fluorescence de l'air.

Pour simuler l'intensité du rayonnement Čerenkov on utilise la formule théorique donnée chapitre 1.B (équation 1.1). On peut aussi modéliser la dispersion angulaire du rayonnement en considérant que c'est la même que la dispersion angulaire des électrons.

f) Propagation de la lumière

La transmission de la lumière de son point d'émission à l'entrée d'EUSO se fait dans l'atmosphère. Elle est soit directe en ligne droite, soit indirecte après une ou plusieurs diffusions.

Transmission directe :

La transmission directe n'est possible que pour la lumière de fluorescence qui est émise de façon isotrope. Le transfert de photons peut être dégradé par deux processus : la diffusion et l'absorption .

La simulation de la transmission directe est la plus simple car il suffit de considérer comme perdu tout photon diffusé. La collaboration utilise principalement le logiciel LOWTRAN[92] qui fournit la valeur de la transmission entre différents points de l'atmosphère. Le modèle MODTRAN qui est plus complet devrait aussi être implémenté.

Dans le domaine de longueurs d'onde utilisé par EUSO, les pertes de photons lors de la transmission proviennent principalement de l'absorption due à la couche d'ozone (entre 20 et 25 km d'altitude) et la diffusion Rayleigh due aux molécules de l'air.

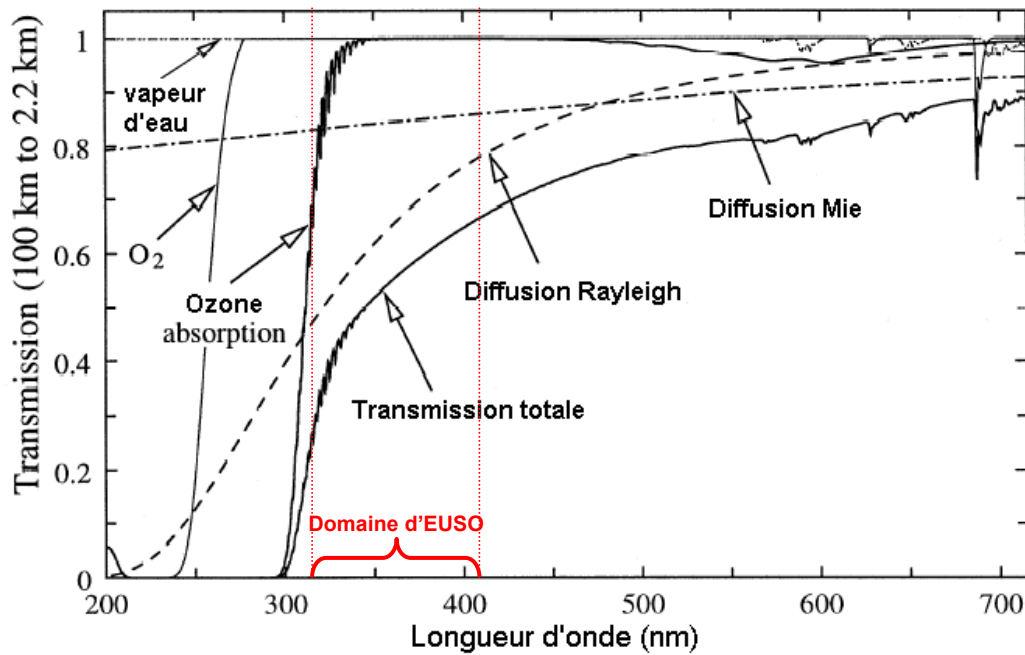


Figure 2. 19 : transmission de la traversée verticale de l'atmosphère entre 2,2 km et 100 km déterminée avec MODTRAN[93].

Diffusion atmosphérique :

Il existe deux modèles de diffusion : la diffusion Rayleigh et la diffusion Mie[94]. Le choix du modèle dépend de la taille des diffuseurs. Si leur dimension est inférieure à la longueur d'onde de la lumière, on utilise la diffusion Rayleigh et si elle est supérieure ou égale, on utilise la diffusion Mie.

La diffusion Rayleigh modélise parfaitement bien la diffusion de la lumière par les molécules de l'air. La section efficace totale de diffusion est inversement proportionnelle à la longueur d'onde à la puissance 4. Les courtes longueurs d'onde (tel que les UV) sont donc beaucoup plus diffusées que les longues. La diffusion Rayleigh est à l'origine de la couleur bleue du ciel.

La diffusion Mie est utilisée pour simuler la diffusion due aux aérosols (poussière) présents dans l'atmosphère. Les aérosols sont surtout dans les basses couches d'atmosphère (quelques kilomètres d'altitude). Elle affecte donc très peu la transmission directe qui n'a lieu qu'en haute altitude. On utilise aussi la diffusion Mie pour décrire la diffusion de la lumière par les nuages (gouttelettes d'eau ou de glace).

Le rayonnement Čerenkov qui est émis en direction du sol ne peut pas être vu directement par EUSO mais uniquement après diffusion. En première approximation la simulation ne prend en compte que la première diffusion qui permet de ne garder que les photons diffusés en direction d'EUSO. Cependant les photons peuvent subir plusieurs diffusions avant d'être envoyés sur EUSO. La multi-diffusion n'est pour l'instant pas implémentée dans ESAF.

Diffusion au sol

Le modèle choisi pour simuler la diffusion de la lumière par le sol dépend de la nature du sol. La diffusion par une surface est décrite par le facteur de réflectance bidirectionnel qui détermine la portion de lumière diffusée dans une direction en fonction de la direction d'incidence de la lumière.

Le modèle le plus simple est le modèle Lambertien dans lequel le diffuseur a une luminance isotrope. Ce modèle n'a qu'un paramètre : son albédo. L'albédo est le rapport entre flux lumineux incident et le flux lumineux diffusé dans toutes les directions (l'intégrale sur 2π stéradian). Il suffit alors d'avoir une carte de l'albedo terrestre pour simuler la diffusion du rayonnement Čerenkov[95].

Cependant le modèle Lambertien est parfois loin de la réalité et n'indique qu'un ordre de grandeur de la diffusion. La diffusion par le sol est tellement variable que l'intensité du pic de Čerenkov vue par EUSO, n'apportera certainement aucune d'information utilisable. Seule la position spatiale et temporelle de l'écho Čerenkov aura un intérêt.

Pour modéliser la diffusion par la mer et l'océan on peut aussi considérer la surface comme un dioptrite rugueux entre deux milieux diélectriques d'indices optiques différents.

La transmission dans l'atmosphère et la diffusion par le sol du rayonnement Čerenkov induit par une gerbe atmosphérique sont étudiées par l'expérience ULTRA[97] développée par la collaboration EUSO. Cette expérience est composée d'un petit réseau de détecteurs de chargées au sol qui détecte la présence de gerbes atmosphériques et d'un télescope UV placé en altitude au-dessus du site qui observe le sol au niveau du réseau de détecteur.

g) Le détecteur de gerbes

La simulation du détecteur peut être découpée en quatre sous parties :

- L'optique
- La surface focale
- L'électronique
- Le déclenchement

La simulation de l'optique est fournie par la NASA qui construit les lentilles de Fresnel. Le code n'est pas accessible en raison de la protection de la technologie utilisée par des brevets. La simulation de la surface focale dépend du type de pavage choisi et des caractéristiques des MAPMT. La simulation de l'électronique complète la simulation de « bout en bout ». Enfin le module reproduisant le système de déclenchement permet d'étudier et d'optimiser les algorithmes choisis pour reconnaître les traces.

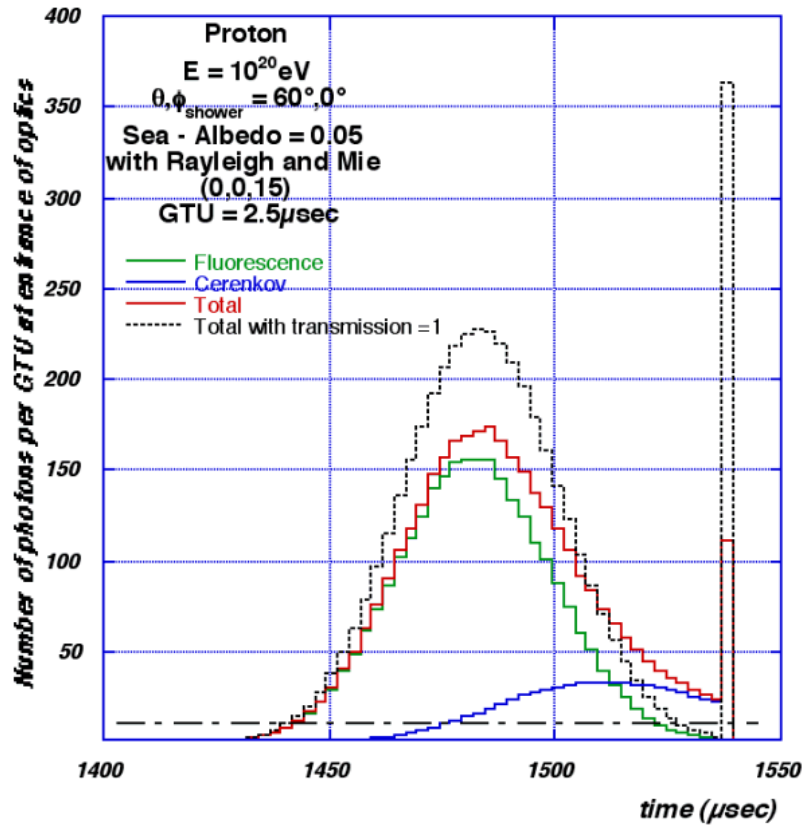


Figure 2. 20 : nombre de photons par GTU arrivants sur la lentille d'entrée d'EUSO pour un proton incident de 10^{20} eV . la courbe en pointillée correspond au résultat avec une atmosphère transparente (sans absorption ni diffusion).

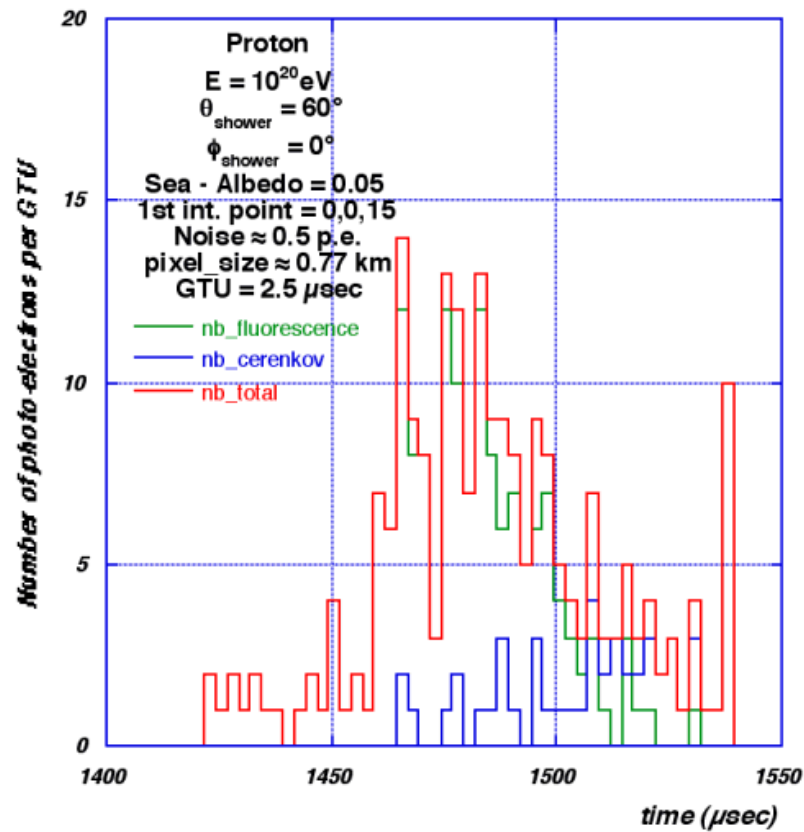


Figure 2. 21 : signal détecté par les MAPMT pour la même simulation que la figure 2.20.

5. Performances

a) Bruits de fond

Le bruit de fond est l'un des plus gros soucis de l'expérience. Il est mal connu puisque ce projet est précurseur. La collaboration a réalisé une mesure en ballon (expérience BABY[98]) pour l'estimer. De mon côté j'ai apporté mon humble contribution à la recherche des différentes sources de bruits de fond lumineux pendant mon stage de DEA[99].

Il existe trois sortes de sources de lumière pouvant gêner la détection des gerbes atmosphériques : les sources diffuses variant lentement, les lumières artificielles et les flashes lumineux.

Les sources diffuses variant lentement :

Ce premier type de lumière parasite correspond au bruit de fond proprement dit car c'est de ce fond diffus que devra sortir le signal de fluorescence de la gerbe.

On peut séparer ce flux lumineux en trois contributions. La première est la lueur de la haute atmosphère ionisée par le rayonnement cosmique entre 90 et 110 km d'altitude (appelé aussi Airglow ou Nightglow la nuit). La deuxième contribution est la rétro-diffusion de la lumière provenant de l'espace (étoiles, planètes) par l'atmosphère, les nuages et le sol auquel on ajoute aussi la rétro-diffusion de la lueur ionosphérique émise vers la terre. La troisième contribution est celle de la lune dont la lumière est diffusée par la terre. Cette contribution cyclique suit les phases de la lune.

La lueur nocturne de la ionosphère a été mesurée par le passé grâce à des fusées par différentes expériences[99]. Les mesures faites en ballon par l'expérience BABY[98] à 40 km d'altitude lors de nuits sans lune nous donnent quant à elles, une bonne idée de la deuxième contribution au dessus de la mer.

L'unité couramment utilisée par la collaboration pour la valeur du bruit de fond est le nombre de photons par unité de surface, de temps et d'angle solide : $\text{ph}/(\text{m}^2.\text{ns.sr})$. Pour connaître le rapport signal sur bruit, il faut transformer cette valeur en nombre de photons détectés par pixel et par GTU.

Grâce à la simulation du détecteur on estime que : $700 \text{ ph}/(\text{m}^2.\text{ns.sr}) \approx 1 \text{ ph/GTU/pxl}$.

Lumière Diffuse	Flux en $\text{ph}/(\text{m}^2.\text{sr.ns})$	Signal détecté en ph/GTU/pxl
Maximum d'une gerbe à 10^{20}eV	-	12
Lueur nocturne ionosphérique	De 200 à 650	0,3 à 0,9
Lumière rétro-diffusée : Au dessus de la mer	300	0,4
(Mesures de BABY) Au dessus de nuages	450	0,6
Bruit de fond minimum (nuit sans lune)	500	0,7
La lune [100]:	Pleine lune au zénith	40
	Demi lune au zénith	3,5
	nouvelle lune	0
Luminosité de jour	~ 10 milliards	$15 \cdot 10^6$

Tableau 2. 4 : Bruits de fond diffus de l'expérience EUSO

Le bruit de fond lunaire varie fortement avec la phase de la lune[100]. A demi-lune par exemple la partie de la lune vue depuis la Terre est éclairée de biais et à cause des ombres à la surface la luminance de la lune est beaucoup plus faible qu'à pleine lune car. Le bruit fond lunaire est alors plus de dix fois plus faible.

Les mesures récentes menées par l'expérience TUS à bord d'un satellite[101] sont tout à fait compatibles avec les valeurs du tableau 2.4. Le flux minimum mesuré est de $300 \text{ ph}/(\text{m}^2.\text{ns.sr})$ (au-dessus des océans) et le maximum mesuré est de $30\,000 \text{ ph}/(\text{m}^2.\text{ns.sr})$ (lors de nuits de pleine lune).

Les sources de lumière artificielle :

L'activité humaine à la surface de la Terre produit de nombreuses sources de lumière. La figure 2.22 est un montage fait par la NASA représentant la Terre vue de nuit. Les villes et les pays industrialisés se distinguent clairement sur la carte.

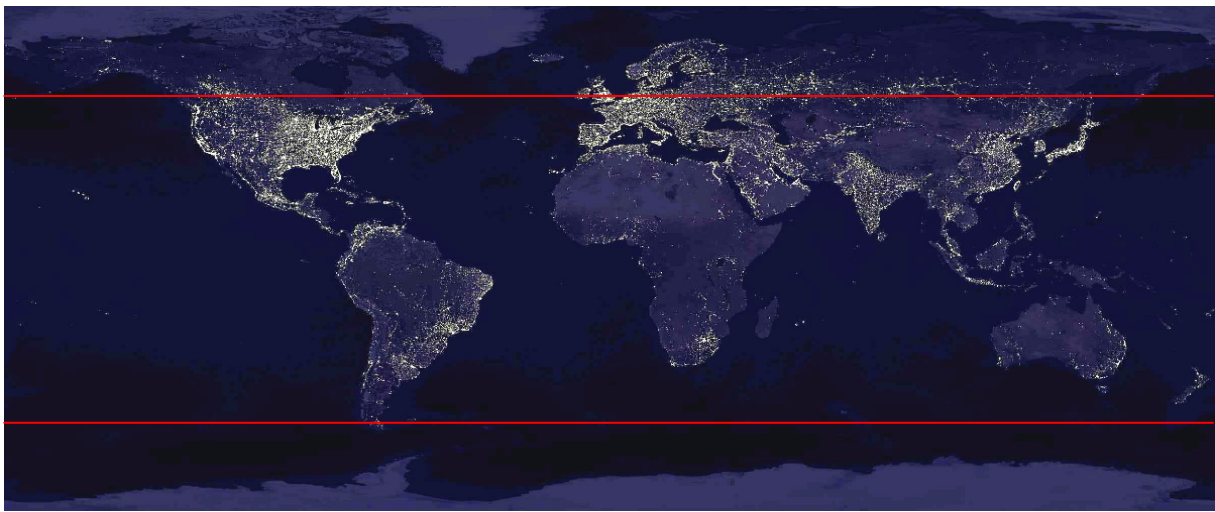


Figure 2. 22 : activités humaines vues de nuit dans la zone survolée par EUSO (entre les traits rouges)[102]

Les lumières artificielles sont des sources ponctuelles qui éblouissent seulement le pixel d'EUSO qui correspond à leur direction. Cependant dans les zones où la densité humaine est très forte, les lumières artificielles peuvent s'étaler sur plusieurs pixels et produire énormément de signal dans les MAPMT. En plus d'aveugler une partie du détecteur, ces bruits de fond peuvent aussi consommer trop de puissance électrique et rendre impossible le fonctionnement d'EUSO.

Les flashes lumineux :

Il existe bien d'autres phénomènes physiques que les gerbes atmosphériques produisant des flashes lumineux dans l'atmosphère. Ces phénomènes peuvent être confondus par le système de déclenchement et produire des faux événements. Ces flashes peuvent être produits par des éclairs, des étoiles filantes (météorites) ou par les mystérieux « jets bleus », « Sylphes » et « elfes » qui se produisent au dessus des zones orageuses[103].

Ces phénomènes ne sont pas vraiment bien connus et jamais un détecteur aussi sensible que EUSO n'a été envoyé dans l'espace. Le champs d'étude de EUSO peut donc dépasser l'astro-particule pour s'étendre à d'autres domaines. Le rapport de fin de phase A met l'accent notamment sur l'étude des météorites.



Figure 2. 23 : Photo d'une étoile filante entrant dans l'atmosphère.

b) Domaine couvert et précision

Un RCUE est caractérisé par trois paramètres : sa nature, son énergie et sa direction. La capacité d'EUSO à détecter un RCUE et à déterminer ses paramètres change suivant les caractéristiques de la gerbe (énergie, angle zénithal, position dans le champ de vue d'EUSO, condition atmosphérique, etc.). Les études exposées ici sont des études préliminaires présentées en fin de phase A, avant que la simulation de « bout en bout » d'ESAF ne soit finie.

Energie

Le seuil en énergie de EUSO est déterminé par la capacité du système de déclenchement à repérer une gerbe. La figure 2.24 représente une simulation de l'efficacité du système de déclenchement en fonction de l'énergie moyenné sur tous les angles θ . Dans cette simulation on considère qu'une gerbe est détectée lorsqu'un pixel compte au moins quatre photons ($N_{\text{THRpxl}} = 4$) et qu'il y a une persistance pendant quatre GTU ($N_{\text{THRpers}} = 4$) du phénomène sur ce pixel ou sur les pixels voisins. Le seuil en énergie est liée au choix de ces deux paramètres. Un réglage trop bas entraîne des déclenchements trop nombreux sur les bruits de fond et un réglage trop élevé augmente le seuil en énergie.

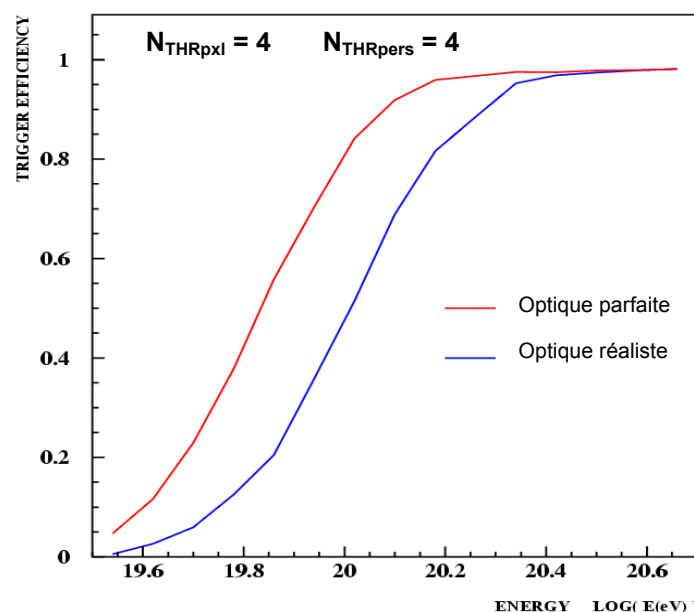


Figure 2. 24 : Efficacité du système de déclenchement en fonction de l'énergie du RCUE incident. En bleu le résultat avec l'optique actuelle et en rouge avec l'optique espérée

Avec le dispositif actuel, on estime le seuil à $5 \cdot 10^{19}$ eV mais on espère atteindre $3 \cdot 10^{19}$ eV en améliorant l'optique d'EUSO, l'algorithme du système de déclenchement et l'efficacité quantique des MAPMT.

Il existe un seuil à haute énergie lorsque la gerbe produit trop de lumière et que le détecteur est saturé. Cela ne peut arriver que pour des RCUE supérieur à 10^{22} eV. Or il y a moins d'1% de chance qu'un tel évènement se produise pendant toute la durée de l'expérience (même sans coupure GZK).

La précision espérée sur la reconstruction de l'énergie est de 30%. Elle dépend à la fois de la photo-statistique qui peut être améliorée en augmentant l'efficacité du détecteur et aux erreurs systématiques liées à la production de lumière par fluorescence et à la transmission de la lumière dans l'atmosphère.

Les performances d'EUSO ne dépendent pas que de l'énergie du rayon cosmique incident mais aussi de l'angle zénithal de la gerbe, des conditions atmosphériques et de l'emplacement de la gerbe dans le champ de vue d'EUSO. Le seuil en énergie change donc suivant les conditions expérimentales.

Sur la figure 2.25, on peut voir l'effet de l'angle zénithal et de la présence de nuages sur l'efficacité d'EUSO. Dans cette simulation on retrouve les différents types d'évènement décrits au chapitre 3.

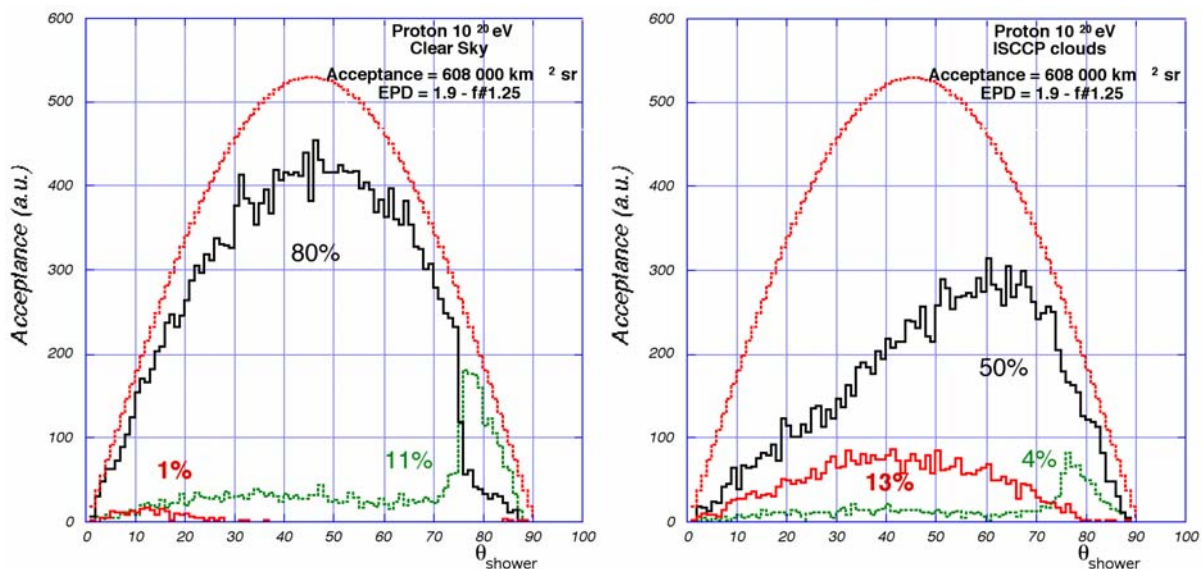


Figure 2. 25 : Efficacité de détection par EUSO des signaux de fluorescence et de Čerenkov (noir), de la fluorescence seule (vert) et du Čerenkov seul (rouge), en fonction de l'angle zénithal de la gerbe dans un ciel clair (à gauche) et dans un ciel nuageux (à droite).

Nature

Le grammage traversé au niveau du maximum de la gerbe (X_{\max}) nous fournit une indication sur la nature du RCUE. On s'attend à ce que les RCUE soient principalement des noyaux d'atomes. Il ne sera certainement pas possible de déterminer événement par événement de quel type de noyau il s'agit à cause des fluctuations du maximum. Mais grâce à une étude statistique on pourra savoir si la majorité des RCUE sont des gros noyaux (Fe) ou des petits (proton, α).

D'autre part on peut aussi discriminer les noyaux d'atomes et les neutrinos. En effet les gerbes produites par des neutrinos peuvent avoir un X_{\max} très élevé car un neutrino peut entrer profondément dans l'atmosphère avant la première interaction. Sur la figure 2.26, on voit que si EUSO détecte des neutrinos, le grammage au maximum permettra de facilement les identifier.

On peut noter aussi que les neutrinos produisent principalement des gerbes proches de l'horizontale.

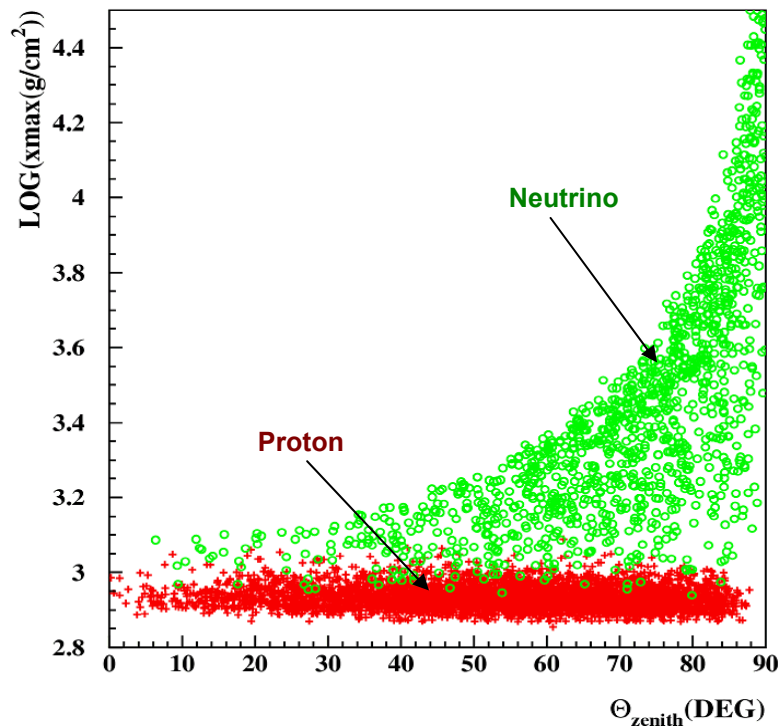


Figure 2. 26 : Simulation du grammage au maximum de la gerbe en fonction de l'angle zénithal pour des protons(rouge) et des neutrinos (vert).

Direction

Le télescope EUSO sera installé sur l'ISS qui tourne autour de la Terre sur une orbite avec un angle d'inclinaison d'environ 51° par rapport à l'équateur. L'ISS passe donc d'un hémisphère à l'autre permettant à EUSO de couvrir toute la sphère céleste. Les mesures ne se faisant que de nuit, il faudra attendre 1 an pour que toutes les directions soient observées.

La précision de la direction varie suivant l'angle zénithal de la gerbe. En effet plus la gerbe est horizontale, plus la trace est longue et plus la direction d'incidence est facile à retrouver. La figure 2.27 illustre ce phénomène.

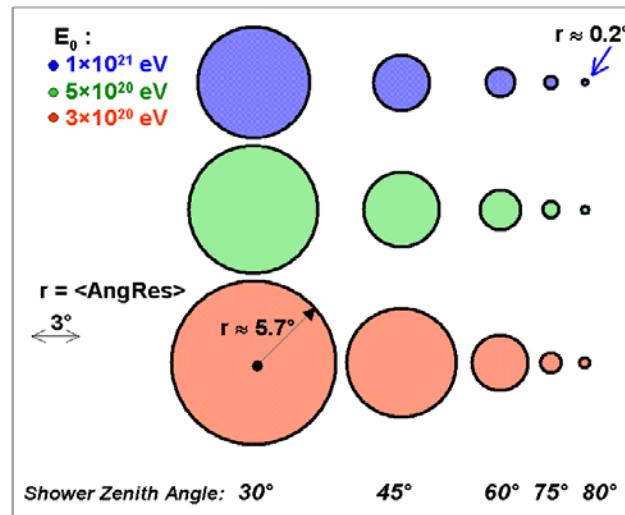


Figure 2. 27 : résolution angulaire en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal

c) Cycle utile

Le cycle utile est le pourcentage de temps pendant lequel la prise de donnée est possible, c'est-à-dire quand le niveau de bruit de fond est suffisamment bas. La détermination du cycle utile est donc directement reliée à la connaissance des bruits de fond.

En premier lieu la mesure n'est possible que si le soleil se trouve derrière l'horizon (le soleil n'éclaire ni la Terre ni EUSO). A partir de simulation de l'orbite de l'ISS, on estime que l'on se retrouve dans cette configuration en moyenne environ 35% du temps[100]. La trajectoire de l'ISS est très variable comme le montre la figure 2.28 et il est impossible de savoir exactement quelles seront les conditions pendant les trois ans de la mission EUSO. Les valeurs de cycle utile et de surface d'exposition calculées sont indicatives.

Le deuxième réducteur du cycle utile est la lune. Le bruit de fond de la lune est cyclique. Si l'on se restreint aux nuits sans lune (le soleil et la lune derrière l'horizon) le cycle utile tombe à environs 13%. Cependant il est possible de travailler en présence de la lune si elle ne produit pas trop de bruit de fond. La figure 2.29 représente le cycle utile en fonction du seuil de bruit de fond choisi pour la lune. La collaboration estime qu'un bruit de fond lunaire inférieur à $100 \text{ ph}/(\text{m}^2 \cdot \text{ns} \cdot \text{sr})$ est raisonnable car elle augmente au maximum de 20% le niveau global.

Avec un tel seuil on obtient un cycle utile de 27%. Cependant la simulation figure 2.29 ne prend pas en compte les effets de l'éclairement direct d'EUSO par la lune quand l'angle zénithal de la lune est compris entre 90° et 110° . Ces effets sont très difficiles à évaluer à l'heure actuelle.

De plus, il existe encore d'autres sources de réduction du cycle utile : par exemple le survol de zones urbaines, le temps d'ouverture et de fermeture du couvercle ; sans oublier la réduction de l'efficacité d'EUSO au dessus des zones nuageuses. Au final le cycle utile devrait être compris entre 18% et 25%.

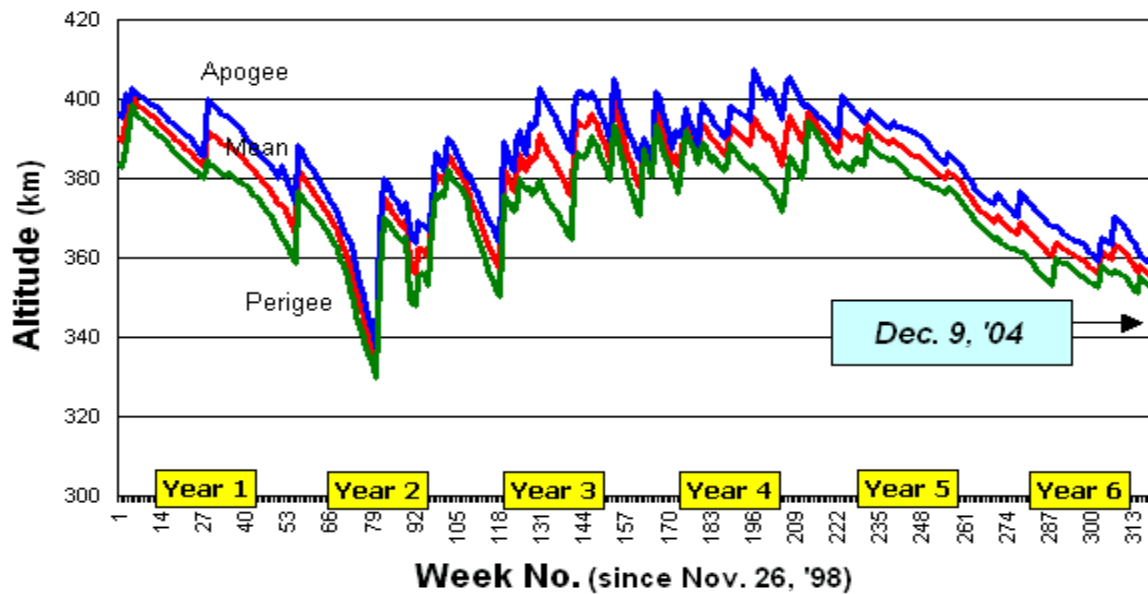


Figure 2. 28 : Altitude de l'ISS entre le 26/11/98 et le 09/12/04 : en bleu l'apogée, en vert le périgée et en rouge l'altitude moyenne

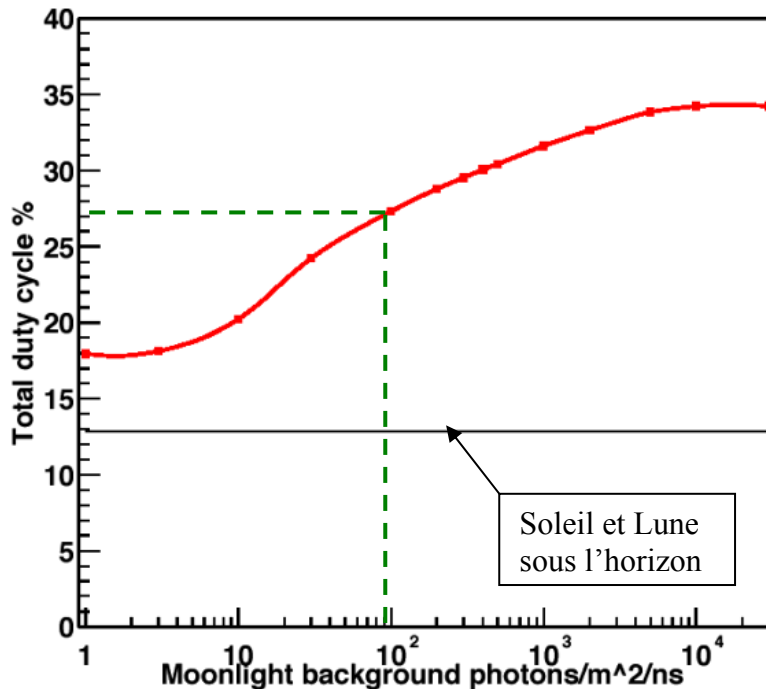


Figure 2. 29 : cycle utile en fonction du seuil de bruit de fond lunaire acceptable[100]

d) Taux d'évènements

Le taux d'évènements attendu dépend du spectre des RCUEs qui est actuellement mal connu. Pour l'estimer on utilise deux modèles : un avec coupure GZK et un sans coupure GZK (Super-GZK). La figure 2.30 est le résultat présenté en fin de phase A, pour ces deux modèles. Sur une période de trois ans le nombre d'évènements attendus est :

GZK : 6000 évènements inférieurs à 10^{20} eV et 350 supérieurs à 10^{20} eV.

Super-GZK : 8000 évènements inférieurs à 10^{20} eV et 3000 supérieurs à 10^{20} eV.

L'acceptance d'EUSO est environ dix fois supérieure à celle de l'observatoire AUGER.

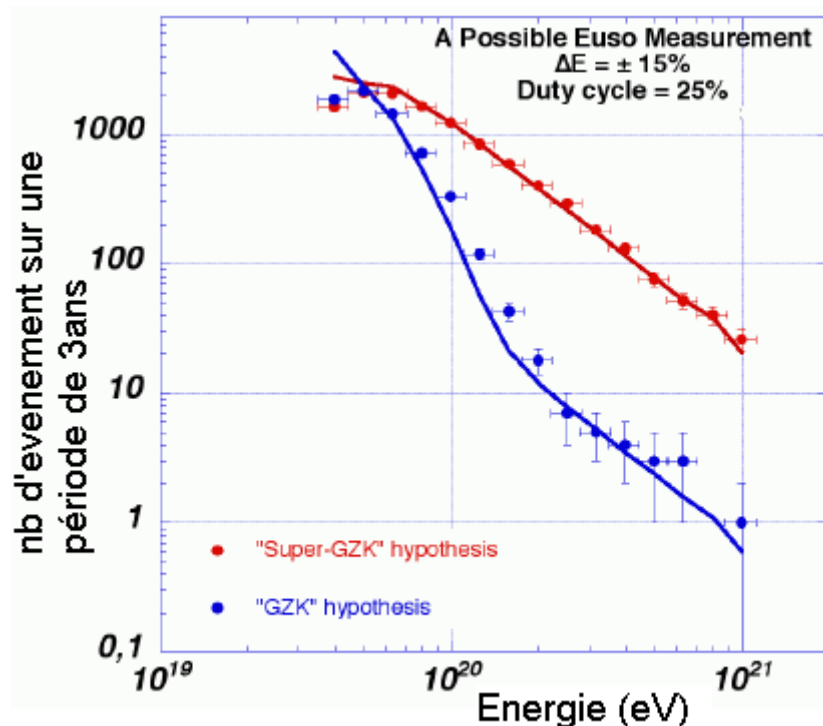


Figure 2. 30 : nombre d'évènements attendus par l'expérience EUSO par plage d'énergie ΔE .
($\log(\Delta E/E)=0,1$)

Ce résultat a été obtenu en supposant que l'altitude de l'ISS est de 430 km, que le champ de vue d'EUSO est de 60° , que l'efficacité de détection des RCUE de 10^{20} eV est de 80% et que le cycle utile est de 25%. Ces caractéristiques correspondent à l'objectif à atteindre fixé par la collaboration.

En choisissant des caractéristiques plus réalistes et conformes au développement actuel du détecteur, on obtient un résultat sensiblement plus faible. Par exemple en choisissant une altitude de l'ISS de 380 km correspondant environ à l'altitude moyenne depuis six ans (voir figure 2.28), un champ de vue de 50° correspondant à celui des lentilles construites, une efficacité de détection des RCUE de 10^{20} eV de 50% (voir figure 2.24) et enfin un cycle utile de 20%, le taux d'évènements obtenu est quatre fois plus faible que celui prédit par le rapport de fin de phase A.

Chapitre III : Reconstruction des gerbes atmosphériques

A. Introduction

Nous avons validé le concept du projet EUSO de mesure des gerbes atmosphériques observées dans l'UV depuis l'espace, en montrant que la reconstruction des paramètres de la gerbe est possible. Nous avons développé des algorithmes originaux de reconstruction utilisant comme seules données de départ, l'intensité et la position du signal lumineux détecté en fonction du temps (par GTU). Nous n'utilisons aucune information sur l'état de l'atmosphère pouvant être mesuré par d'autres instruments (LIDAR).

L'objectif de ce travail est de montrer que la reconstruction de toutes les gerbes détectées est possible et notamment les gerbes horizontales pour lesquelles on ne dispose pas d'écho Čerenkov. Ce travail a permis d'augmenter l'acceptance générale d'EUSO et plus particulièrement celle relative à la mesure des neutrinos ultra énergétiques. Ainsi, il a répondu aux questions de la communauté scientifique et notamment du conseil scientifique de l'IN2P3 sur ce point précis.

Le travail présenté ici a été réalisé pendant ma première année thèse en collaboration avec Dmitry Naumov⁶. Nous avons développé un programme de reconstruction indépendant écrit en C++, intégré au système d'analyse ROOT[83]. Ce programme est une première étape qui a permis de tester la validité des méthodes proposées. Nos algorithmes sont maintenant en cours d'implémentation dans le programme de reconstruction officiel de la collaboration EUSO (cf. chapitre 2.D.4. sur ESAF) qui n'était pas prêt à l'époque.

Le détecteur EUSO obtient une vision en trois dimensions des gerbes grâce à un échantillonnage spatial et temporel du signal. Pour reconstruire l'altitude de la gerbe à partir de la date d'arrivée du signal nous avons besoin d'un point de référence. La première idée est d'utiliser l'écho du rayonnement Čerenkov sur le sol comme référence. Mais l'inconvénient est que cet écho n'est pas toujours visible (trop faible, en dehors du champ de vue...) et qu'on ne connaît pas forcément avec une bonne précision l'altitude du réflecteur (relief, nuages...).

L'idée proposée ici est d'essayer de reconstruire les gerbes en n'utilisant que l'information provenant du signal de fluorescence. Cette nouvelle méthode utilise comme point de référence l'altitude du maximum de la gerbe en se basant sur l'étude de la forme du signal en fonction du temps.

⁶ Chercheur du JINR (Dubna).

Nous avons développé des algorithmes pour la méthode utilisant l'écho Čerenkov et pour celle utilisant uniquement le signal de fluorescence. Nous verrons que ces deux méthodes sont en fait complémentaires.

Dans une première étape de validation, les algorithmes ne prennent pas en considération la structure détaillée du détecteur EUSO. Nous utilisons juste l'efficacité globale du détecteur pour reconstruire l'énergie des RCUE en fin de processus. Ces algorithmes peuvent donc être utilisés par n'importe quelle autre expérience détectant les gerbes depuis l'espace : OWL, TUS, KLYPVE, etc.

Pour tester la qualité de nos algorithmes nous les appliquons sur des séries d'évènements simulés. Ces évènements proviennent de programmes de simulation complètement indépendants du programme de reconstruction. Tout d'abord nous avons utilisé le programme SLAST (voir chapitre 2.D.4) pour tester et améliorer nos algorithmes. Puis quand notre méthode fut au point nous avons fait un test en « aveugle » avec deux lots évènements témoins simulés par la collaboration[105].

B. Principe de la reconstruction

1. Paramètres clefs

L'objectif scientifique de l'expérience EUSO est de déterminer la nature, l'énergie et la direction des RCUE. Ces trois caractéristiques sont accessibles grâce aux propriétés des gerbes atmosphériques qu'elles produisent en interagissant avec l'atmosphère.

L'énergie du RCUE correspond à l'énergie totale libérée par la gerbe. Grâce à la fluorescence de l'air, on a une information sur l'énergie déposée dans l'atmosphère à partir de laquelle on retrouve l'énergie totale. La direction d'origine du RCUE correspond à la direction selon laquelle se développe la gerbe. Cette direction est paramétrée par deux angles dans le référentiel lié à la Terre et à EUSO : (θ, φ) , où θ est l'angle zénithal, et φ l'angle azimutal (voir figure 3.1). Enfin, pour déterminer la nature du RCUE, on utilise la quantité de matière (le grammage) traversée au maximum de la gerbe : X_{\max} . Cette valeur change suivant les propriétés de la particule incidente.

Pour reconstruire l'énergie et le grammage traversé au maximum de la gerbe il est important de connaître les propriétés de l'atmosphère et notamment sa densité à l'endroit où s'est développée la gerbe. Une donnée clef de la reconstruction est donc l'altitude de la gerbe. On caractérise l'altitude de la gerbe par l'altitude du maximum de la gerbe : H_{\max} . Pour reconstruire cette altitude, on utilise deux méthodes différentes utilisant soit l'écho Čerenkov, soit simplement la forme du signal.

En résumé les paramètres de la gerbe que l'on va tenter de reconstruire sont :

- Les angles : zénithal θ et azimutal φ de la gerbe.
- L'altitude du maximum de la gerbe H_{\max} .
- Le grammage traversé au maximum de la gerbe X_{\max} .
- L'énergie E qui correspond à l'énergie du RCUE initial.

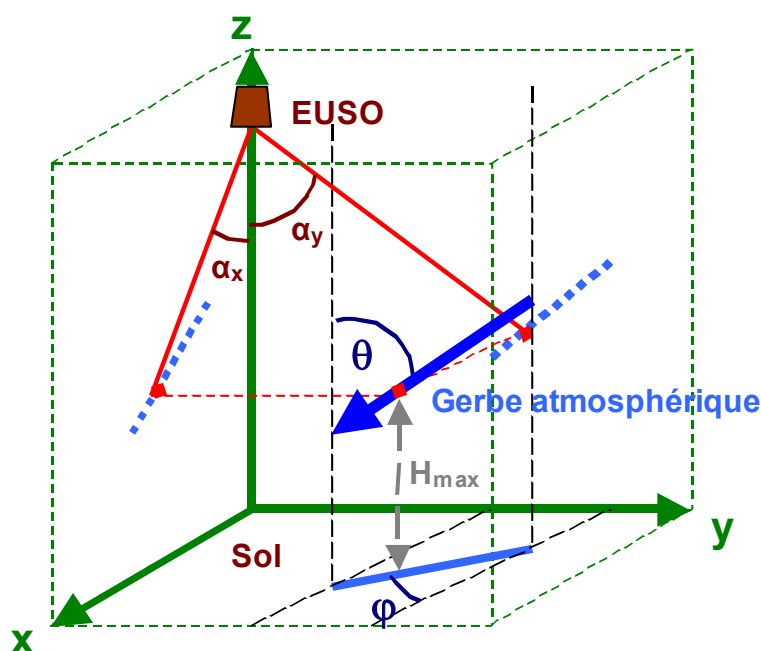


Figure 3. 1 : référentiel lié à la Terre et à EUSO utilisé pour définir les coordonnées spatiales de la gerbe.

2. Classification des évènements

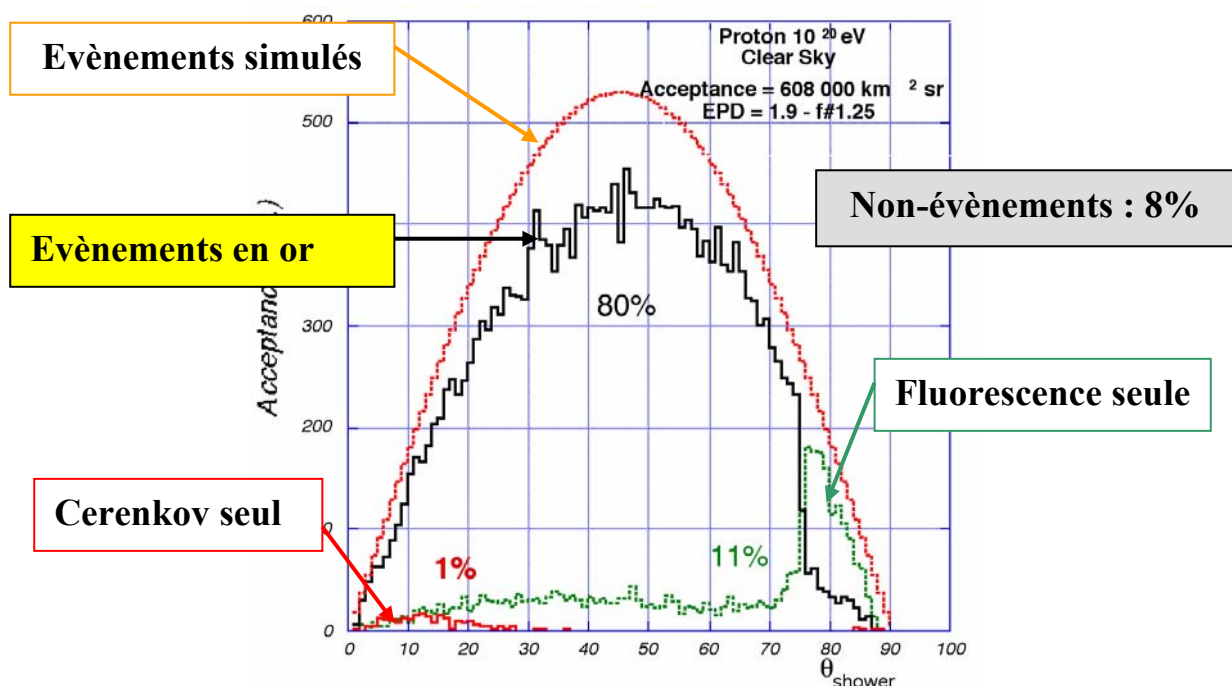
La lumière UV observée par le télescope EUSO provient de deux sources différentes : la fluorescence de l'air excité par la gerbe atmosphérique et le rayonnement Čerenkov réfléchi à la surface de la Terre. Pour être détecté par EUSO, le signal lumineux doit déclencher le système de déclenchement du détecteur. Chacune de ces sources peut déclencher le système.

On trie alors les évènements en quatre types d'évènement :

- Les évènements **fluorescence** pour lesquels le signal de fluorescence est détecté.
- Les évènements **Čerenkov** pour lesquels le signal Čerenkov est détecté.
- Les évènements **en or** pour lesquels les deux signaux sont détectés.
- Les **non-évènements** pour lesquels aucun signal n'est détecté.

La figure 3.2 représente un exemple de tri pour des protons incidents de 10^{20} eV. On voit qu'une proportion non négligeable des évènements détectés n'ont pas de signal de Čerenkov. Cette proportion est d'autant plus importante que l'angle zénithal de la gerbe est grand (c'est-à-dire plus elle est proche de l'horizontale). Les pourcentages donnés n'ont qu'une valeur indicative car ils dépendent des paramètres du système de déclenchement choisis (voir chapitre 2)

Notre travail porte sur les évènements fluorescence et sur les évènements en or. Les évènements en or étant aussi des évènements fluorescence les deux méthodes de reconstruction peuvent leur être appliquées. Les évènements Čerenkov seul étant assez rares, nous n'avons pas cherché à les reconstruire pour l'instant.



3. Procédure

Nous prenons comme données de départ l'angle d'incidence et l'intensité du signal lumineux vue par le détecteur. Pour chaque GTU nous connaissons le nombre de photons détectés (N_i) et leurs angles d'arrivée (α_x^i, α_y^i) sur le détecteur (voir figure 3.1). Ces données de base

correspondent à celles d'un détecteur idéal ayant une précision parfaite (pas de pixellisation) et une efficacité constante.

Ces données nous sont fournies par deux sources. On utilise soit le programme SLAST dont on contrôle tous les paramètres, soit des lots témoins simulant l'ensemble des données pouvant être recueillies par EUSO pendant ses trois années de services (code source inconnu).

Les données des différentes simulations sont injectées dans un module de conversion qui les convertit dans le format de notre programme. Ensuite les événements sont classés suivant les conditions de déclenchement choisies, puis un module de reconnaissance du signal les analyse afin de distinguer la part du signal provenant de la fluorescence de celle provenant de l'écho Čerenkov. Enfin les événements sont reconstruit par l'une ou l'autre des deux méthodes suivant qu'il s'agisse d'évènement en or ou fluorescence.

Les différents paramètres clefs sont reliés entre eux, et l'on ne peut les reconstruire que simultanément. Dans un souci de clarté nous avons séparé la présentation des méthodes permettant de les reconstruire mais dans notre programme nous appliquons ces différentes méthodes itérativement en boucle jusqu'à ce que les paramètres varient peu.

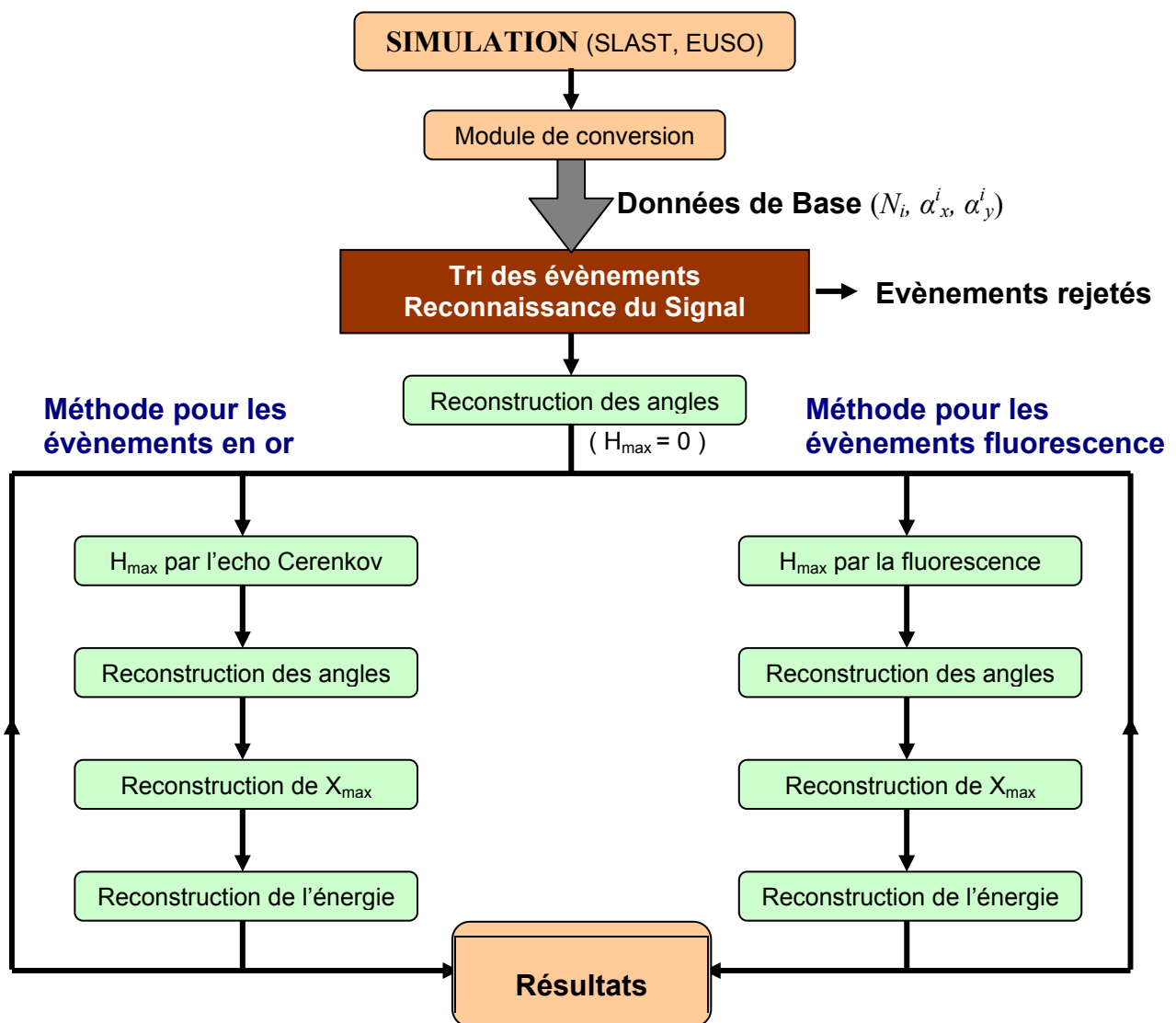


Figure 3. 3 : structure du programme de reconstruction développé pour tester les algorithmes

4. Modèles

Notre programme utilise un certain nombre de modèles et d'approximations pour reconstruire les paramètres clef de la gerbe.

Il considère notamment que la Terre est plate dans le champ de vue de EUSO . C'est à dire que toutes les verticales sont parallèles entre elles. L'angle zénithal de la gerbe correspond donc à l'angle entre la direction de propagation de la gerbe et la verticale qui relie EUSO à la Terre (voir figure 3.1). L'erreur produit par cette approximation est raisonnable car sur la zone vue par EUSO l'angle entre les verticales est inférieur à 2° .

Toutes les constructions géométriques développées pour la reconstruction considèrent la Terre plate exceptée la méthode de reconstruction du X_{\max} qui la suppose sphérique.

Pour modéliser le profil en densité de l'atmosphère, la transmission de la lumière et la fluorescence de l'air, notre programme de reconstruction utilise les mêmes modèles que le programme SLAST (voir tableau 3.3 au chapitre précédent).

C. Ajustement des données

Les données de base nous fournissent le flux lumineux détecté par EUSO pour chaque GTU (en photoélectrons par GTU). Nous supposons que nous savons que ce signal est bien celui d'une gerbe atmosphérique. (Nous n'avons pas étudié ici le système de déclenchement d'EUSO qui permet de repérer le signal d'une gerbe au milieu du bruit de fond.) Nous essayons alors d'extraire de ce signal la partie qui provient de la fluorescence, et celle qui correspond à l'écho Čerenkov.

Le flux lumineux détecté subit de fortes fluctuations statistiques car un faible nombre de photons sont détectés par GTU (une dizaine de photons au maximum de la gerbe pour un RCUE de 10^{20} eV). Les simulations prennent en compte cette fluctuation ainsi que le de bruit de fond. La figure 3.4 représente par exemple, les données de base (points noirs) pour un proton incident de $7 \cdot 10^{20}$ eV.

Le premier traitement consiste à ajuster les données par deux gaussiennes indépendantes sommées à une constante. Les deux gaussiennes correspondent aux signaux de fluorescence N_i^f et de Čerenkov N_i^C , et la constante au bruit de fond. La largeur et l'emplacement des deux gaussiennes nous permettent de distinguer le signal de fluorescence de l'écho Čerenkov.

$$N_i = N_i^f + N_i^C + Cste$$

$$\text{Avec } N_i^f = N_{\max}^f e^{-\frac{(i-i_{\max})^2}{\sigma_f^2}} \text{ et } N_i^C = N_{\max}^C e^{-\frac{(i-i_C)^2}{\sigma_C^2}}$$

Pour la suite on utilisera la valeur des courbes d'ajustement pour reconstruire les paramètres de la gerbe. Par exemple le maximum de la gerbe ne correspond pas à la GTU où le plus grand nombre de photons est détecté mais bien à celle du maximum de la gaussienne (i_{\max}).

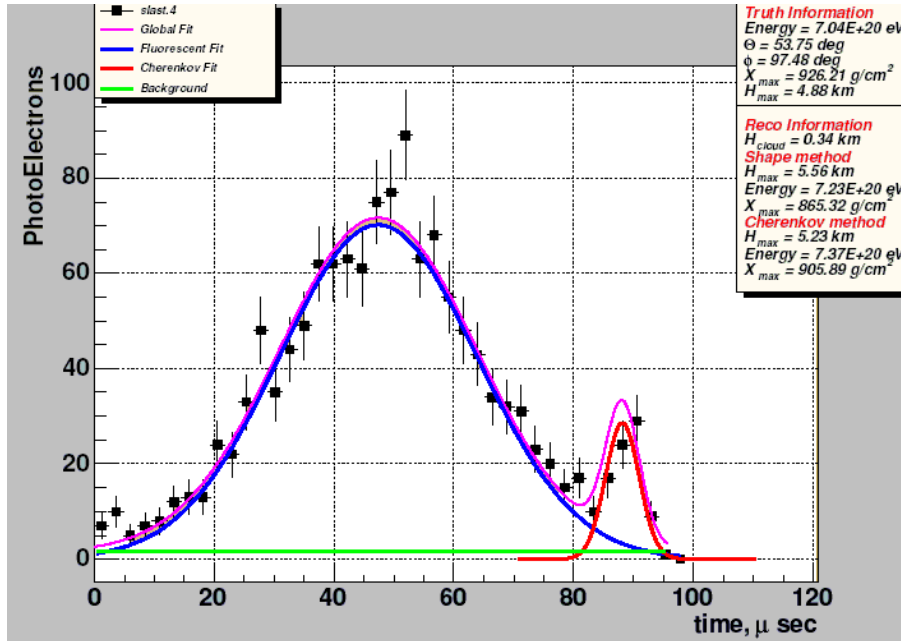


Figure 3.4 : ajustement des données : distinction entre les photons Čerenkov et les photons fluorescence

D. Reconstruction des angles

Vu d'EUSO la gerbe atmosphérique apparaît comme un point lumineux se déplaçant dans le temps. A chaque GTU (correspondant au temps i), elle est repérée par sa position angulaire du point de vue d'EUSO (α_x^i, α_y^i). Ces angles correspondent en fait à la position du pixel qui a été touché sur la surface focale. Ce sont les données de base que nous allons utiliser pour reconstruire les paramètres θ et φ de la gerbe.

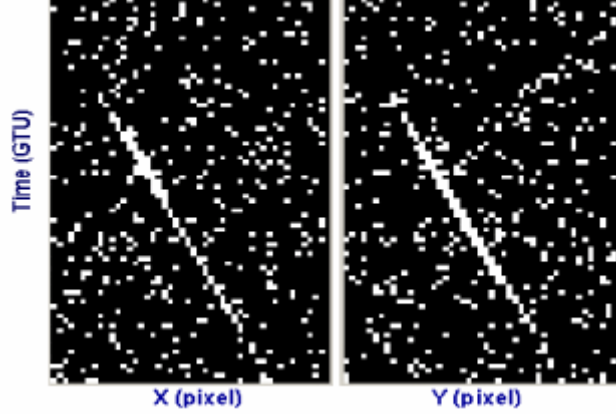


Figure 3.5 : Données brutes d'EUSO d'où l'on extrait les (α_x^i, α_y^i) d'après les coordonnées de chaque pixel

On définit deux vitesses angulaires :

$$v_x^i = (\tan \alpha_x^i - \tan \alpha_x^{i-1}) / \Delta T$$

$$v_y^i = (\tan \alpha_y^i - \tan \alpha_y^{i-1}) / \Delta T$$

Dans ces expressions ΔT correspond au temps entre deux mesures, c'est à dire une GTU.

On montre alors géométriquement [104] que ces vitesses s'expriment en fonction de θ et φ :

$$v_x^i = -\frac{\Delta L_i \cos \theta}{(H - z_i) \Delta T} (\tan \theta \cos \varphi + \tan \alpha_x^i)$$

$$v_y^i = -\frac{\Delta L_i \cos \theta}{(H - z_i) \Delta T} (\tan \theta \sin \varphi + \tan \alpha_y^i)$$

Où H est l'altitude d'EUSO, z_i l'altitude de la gerbe au temps t_i et ΔL_i la distance parcourue par la gerbe pendant un temps ΔT vu depuis EUSO.

Le rapport $\Delta L / \Delta T$ est la vitesse apparente de la gerbe vue depuis EUSO. Si la lumière se propageait instantanément vers EUSO, cette vitesse serait la vitesse réelle de la gerbe. Cependant comme la lumière et la gerbe se propage à peu près à la même vitesse c , la vitesse apparente vue d'EUSO dépend de l'angle entre la direction de propagation de la gerbe et la direction d'observation. Par exemple une gerbe s'éloignant d'EUSO aura une vitesse apparente de $c/2$ car entre deux GTU, les photons doivent parcourir en plus la distance parcourue par la gerbe ; alors que dans le cas d'une gerbe dirigé vers EUSO tous les photons arrivent en même temps. Dans le cas général, on montre que :

$$\frac{\Delta L_i}{\Delta T} = \frac{c}{1 + n_i \cdot \Omega} \quad (3.1)$$

Avec \vec{n}_i le vecteur unitaire du vecteur partant de la gerbe et pointant vers EUSO et $\vec{\Omega}$ le vecteur unitaire correspondant à la direction de la source du RCUE. Ces deux vecteurs sont représentés sur la figure 3.6.

$$\vec{n}_i = \begin{pmatrix} -\tan \alpha_x^i \\ -\tan \alpha_y^i \\ 1 \end{pmatrix} \text{ et } \vec{\Omega} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

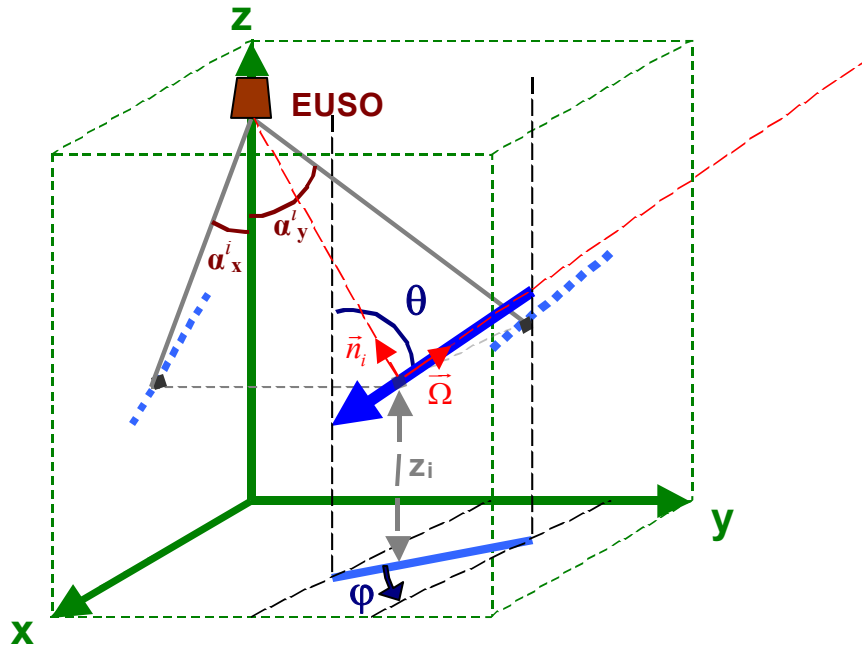


Figure 3. 6 : Angles et vecteurs utilisés dans la reconstruction des angles

Ainsi pour chaque GTU, on obtient une relation entre les paramètres (θ, ϕ) et les données de base (α_x^i, α_y^i) . Par optimisation des paramètres θ et ϕ , on parvient à reconstruire les angles de la gerbe. L'altitude de la gerbe z_i et l'altitude de EUSO H apparaissent aussi dans la relation. H étant une donnée connue pendant la prise de donnée on choisit pour H la valeur utilisée dans la simulation.

L'altitude z_i est une donnée inconnue au départ, mais pour la première étape on considère que l'altitude est nulle. Cette approximation n'est pas mauvaise car l'altitude de la gerbe (quelques kilomètres) est petite par rapport à l'altitude de EUSO (380 km). Cette première étape nous fournit une bonne première approximation des angles qui nous permet de continuer la reconstruction. On affine ce résultat par la suite après avoir reconstruit l'altitude du maximum de la gerbe.

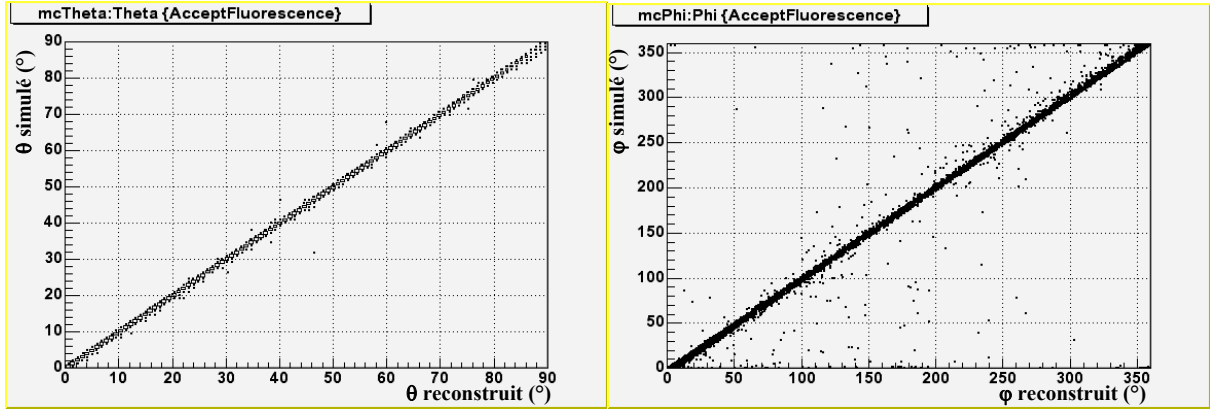


Figure 3. 7 : comparaison entre les angles (θ , ϕ) simulés et reconstruits

La figure 3.7 représente la valeur des angles reconstruits en fonction des angles de la simulation de départ. Le résultat de ce test est très bon (l'erreur moyenne est de l'ordre de 2°) mais il n'est pas très réaliste car il suppose une pixellisation infiniment petite du détecteur. Il montre cependant le potentiel de la méthode.

Cet algorithme étant maintenant implémenté dans EUSO, on peut tester la méthode avec une pixellisation réaliste. La figure 3.8 représente l'erreur moyenne sur la reconstruction de la direction de la source (le vecteur Ω) avec différentes pixellisations (MAPMT 4x4 pxl : M16, 6x6 pxl : M36 et 8x8 pxl : M64).

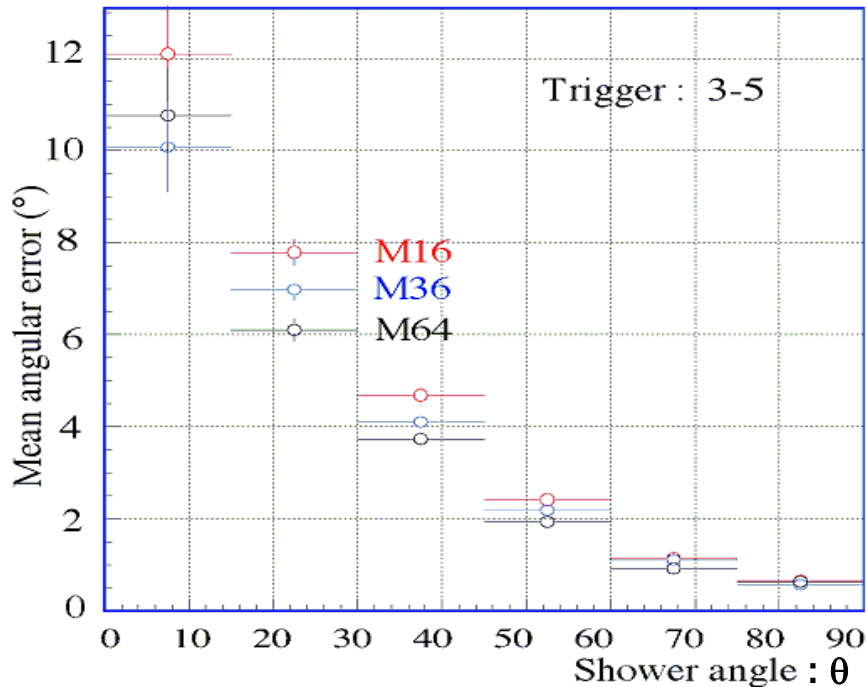


Figure 3. 8 Résolution angulaire d'EUSO en fonction de l'angle zénithal de la gerbe pour différentes finesses de pixellisation des MAPMT (16, 36 ou 64 pixels/MAPMT).

E. Reconstruction de l'altitude de la gerbe

1. Méthode utilisant l'écho Čerenkov

La méthode utilisant l'écho Čerenkov ne peut s'appliquer qu'aux évènements en or pour lesquelles on a deux pics bien différenciés. On nomme $\Delta\tau$ la différence de temps entre la détection du maximum de la gerbe et celle du maximum de l'écho Čerenkov. Sa valeur est obtenue grâce à l'ajustement des données lors de la reconnaissance du signal : $\Delta\tau = \Delta T(i_C - i_{\max})$ avec ΔT la durée d'une GTU ($\Delta T \approx 1\mu s$) (voir partie C).

Par une construction géométrique semblable à celle utilisée pour reconstruire les angles on montre que $\Delta\tau$ est relié à l'altitude du maximum de la gerbe par l'équation:

$$\frac{\Delta H_{\max}}{\cos \theta} = \frac{c\Delta\tau}{2} \frac{c\Delta\tau + 2R}{c\Delta\tau + R(1 + \vec{n}_{\max} \cdot \vec{\Omega})} \quad (3.2)$$

Avec ΔH_{\max} la différence d'altitude entre l'altitude du maximum de la gerbe et l'altitude de l'écho Čerenkov : $\Delta H_{\max} = H_{\max} - H_C$; \vec{n}_{\max} le vecteur unitaire \vec{n}_i (défini précédemment) du maximum de la gerbe et R la distance entre EUSO et le maximum de la gerbe (voir figure 3.9). R est donnée par la relation:

$$R = \frac{H - H_{\max}}{\cos \alpha}$$

Avec α l'angle entre la direction d'arrivée des photons sur EUSO et la verticale.

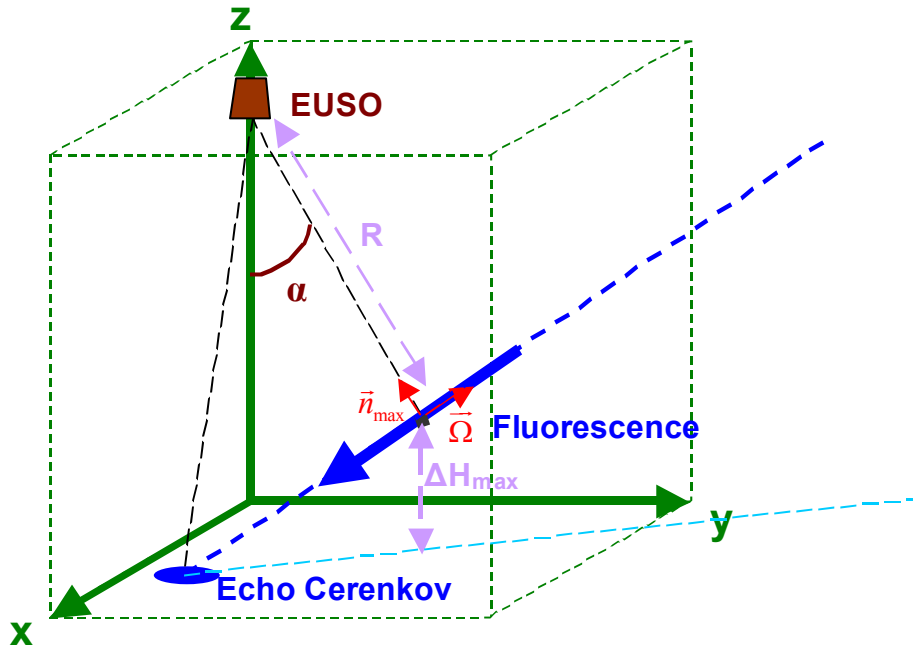


Figure 3. 9 : Distances, angles et vecteurs utilisés pour reconstruire l'altitude du maximum de la gerbe grâce à l'écho Čerenkov.

L'altitude H_C correspond à l'altitude du sol ou des nuages si l'écho Čerenkov se reflète sur un nuage. Cette donnée sera peut-être fournie par le radar optique (LIDAR) installé sur EUSO.

Les simulations réalisées avec SLAST n'incluent pas de nuages et l'altitude du sol est de 0 km (niveau de la mer). Dans un premier temps on considère donc que l'altitude H_C est connue et égale à 0. Pour les lots d'évènements témoins on gardera la même valeur.

Le test de la méthode sur une série d'évènements EUSO, simulée par SLAST nous fournit une idée de la qualité de cette méthode (voir figure 3.10). Pour $\theta < 50^\circ$ la reconstruction est très bonne, l'erreur H_{\max} est inférieure à 10%. Au-delà de 50° , les imprécisions sur l'angle θ commencent à avoir un effet non négligeable sur la reconstruction de H_{\max} et l'erreur relative augmente.

Cette méthode ne donne pas de résultats pour des angles $\theta > 75^\circ$ car pour de tels angles zénithaux il n'y a pratiquement plus d'écho Čerenkov. C'est la principale faiblesse de la méthode. Elle ne peut pas s'appliquer aux gerbes horizontales.

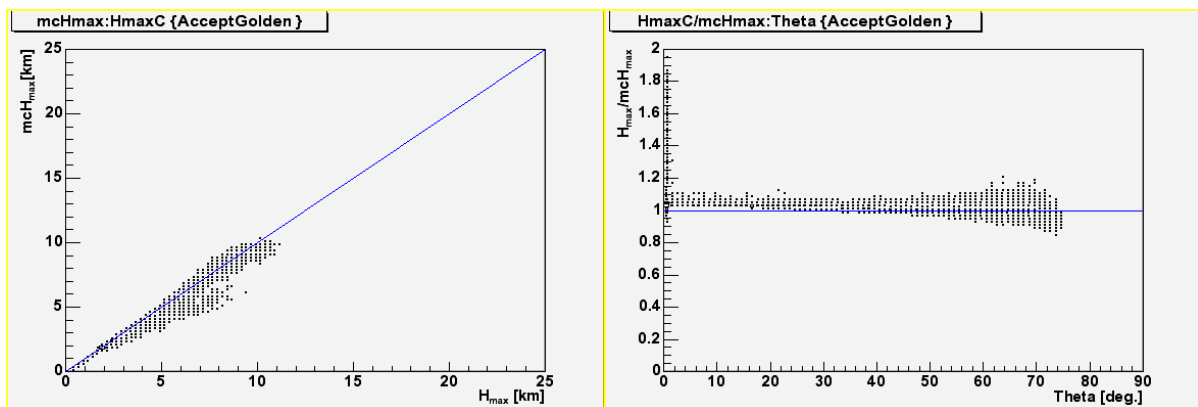


Figure 3. 10 : Comparaison entre l'altitude de la simulation (mcHmax) et l'altitude reconstruite (H_{\max}) du maximum de la gerbe par la méthode utilisant l'écho Čerenkov et le rapport entre ces deux altitudes en fonction de l'angle zénithal θ .

2. Méthode sans Čerenkov

Pour pouvoir reconstruire les évènements « fluorescence seule » et notamment les gerbes horizontales, nous avons développé une méthode originale dont le principe n'avait encore jamais été envisagé. C'est donc sur cette méthode de reconstruction de l'altitude que c'est concentré notre travail. L'objectif de cette méthode est de permettre la reconstruction de toutes les gerbes atmosphériques tel que l'erreur de reconstruction de l'altitude induise une erreur sur l'énergie inférieure à 30% et une erreur sur le X_{\max} suffisamment faible pour différencier les protons des noyaux de fer.

Pour illustrer le principe de cette nouvelle méthode utilisant seulement le signal de fluorescence, prenons l'exemple de deux gerbes horizontales initiées à 20 km et 5 km d'altitude au centre du champ de vue d'EUSO. La figure 3.11 représente le nombre de photons de ces deux évènements arrivant sur EUSO. On remarque que la durée du signal est beaucoup plus longue pour la gerbe à 20 km alors que l'amplitude du signal est pratiquement la même. Au total le nombre de photons provenant de la gerbe à 20 km d'altitude est beaucoup plus important. La durée du signal est une variable discriminante que l'on va caractériser par le rapport entre l'amplitude (N_{\max}) et l'intégrale (N_{tot}) du signal.

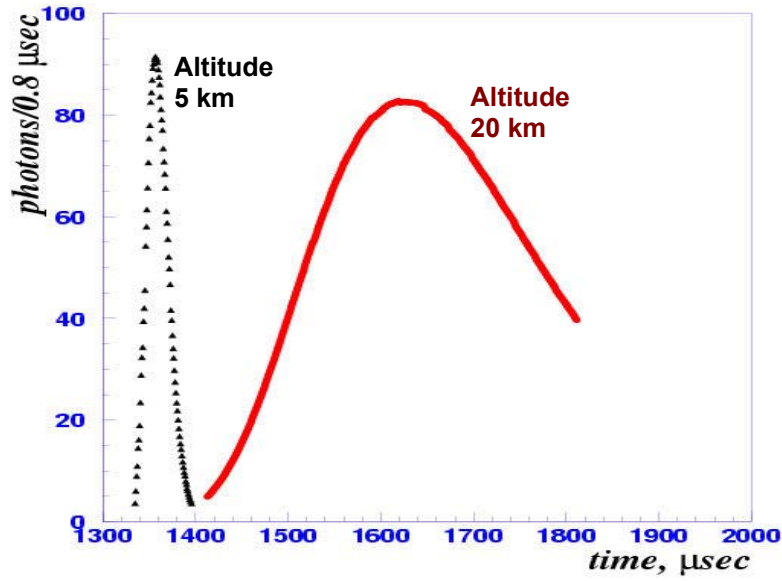


Figure 3. 11: nombre de photons par 0,8 μ s en fonction du temps pour deux gerbes horizontales d'altitude : 5 km (triangle) et 20 km (trait plein) simulées par SLAST.

Ce phénomène s'explique par le fait que la production de lumière par fluorescence par mètre de trace varie peu avec l'altitude (voir chapitre 4 pour plus de détails). La distance ΔL parcourue par les particules d'une gerbe pendant une GTU étant la même quelle que soit l'altitude (même vecteur \vec{n}_i dans l'équation 3.1), le nombre de photon arrivant par GTU est quasiment le même. L'amplitude du signal ne dépend alors pratiquement pas de l'altitude.

Par contre la densité de l'air étant beaucoup plus faible à haute altitude la gerbe se développe sur une distance plus importante et donc sur une durée beaucoup plus longue. Entre une gerbe horizontale produite à 5 km d'altitude et une produite à 20 km, la longueur totale de la gerbe passe de 15 km à 100 km. Le nombre total de photons produits par la gerbe augmente alors dans les mêmes proportions.

Le rapport entre le nombre de photons détectés au maximum N_{\max} qui est quasiment stable avec l'altitude, et le nombre total N_{tot} qui varie proportionnellement à la longueur de la gerbe nous fournit une indication sur la densité de l'air ρ .

$$\frac{N_{\max}}{N_{\text{tot}}} \propto \rho(h)$$

On a alors généralisé cette idée aux gerbes de toutes inclinaisons via quelques approximations.

Le nombre de photons de fluorescence dN détectés par EUSO lorsque la gerbe parcourt une distance dL peut être modélisée par la formule :

$$dN = \varepsilon \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot Y \cdot \eta \cdot \frac{E}{E_1} e^{f(t)} \cdot dL \quad (3.3)$$

Avec ε l'efficacité du détecteur, $\Delta\Omega$ l'angle solide de collection de la lumière du détecteur, Y la production de lumière par fluorescence en photon par unité de longueur de trace et η la transmission de la lumière entre la gerbe et le détecteur.

La formule $E/E_1 \cdot e^{f(t)}$ est le modèle de développement longitudinal des gerbes de GIL[104]. Il représente le nombre de particule dans la gerbe en fonction de l'âge de la gerbe. Le paramètre « t » est un paramètre décrivant l'état de développement de la gerbe (âge de la gerbe) qui est défini comme le nombre de « longueur de radiation⁷ » x_0 traversé par la gerbe : $t = x/x_0$ avec x le grammage d'air traversé par la gerbe. La longueur dL représente la distance parcourue par la gerbe : $dL = x_0/\rho dt$, avec ρ la densité de l'air.

➤ **N_{max} :**

Pour trouver le nombre de photons détectés par EUSO au maximum de la gerbe il suffit d'intégrer la formule 3.3 sur la distance ΔL parcourue la gerbe en une GTU.

$$\Delta L = \frac{c\Delta T}{1 + n_{\max} \cdot \Omega}$$

On considère alors que cette distance est suffisamment courte pour que tous les coefficients restent constants. La gerbe étant au maximum on a $t=t_{\max}$ et $f(t_{\max}) = 0$.

On obtient alors :

$$N_{\max} = \left(\varepsilon \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot Y \cdot \eta \right)_{\max} \cdot \frac{E}{E_1} \cdot \Delta L \quad (3.4)$$

A partir des données de base on peut déterminer N_{\max} car cette valeur est simplement l'amplitude maximale de la gaussienne d'ajustement du signal de fluorescence.

➤ **N_{tot} :**

Le nombre total de photons de la gerbe détecté par EUSO est l'intégrale de l'équation 3.3 sur le trajet complet de la gerbe. En passant d'une intégration sur la longueur à une intégration sur le nombre de x_0 traversé on obtient :

$$N_{tot} = \int_0^\infty \varepsilon \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot Y \cdot \eta \cdot \frac{E}{E_1} e^{f(t)} \cdot \frac{x_0}{\rho} dt$$

Si la gerbe reste tout le temps à la même altitude, tous les coefficients sont constants sauf le terme $e^{f(t)}$. On fait alors l'approximation que tous les autres termes varient peu par rapport à $e^{f(t)}$ et l'on simplifie le calcul en considérant seulement leur valeur moyennes :

$$N_{tot} = \left\langle \varepsilon \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot Y \cdot \eta \cdot \frac{E}{E_1} \cdot \frac{x_0}{\rho} \right\rangle \cdot \int_0^\infty e^{f(t)} dt$$

Pour estimer la valeur de l'intégrale on fait un développement limité à l'ordre 2, de la fonction $f(t)$ du modèle de GIL en $t = t_{\max}$: $f(t) = f''(t_{\max})/2 \cdot (t - t_{\max})^2$.

Sachant que $f''(t_{\max}) = -1/2t_{\max}$, on obtient :

$$\int_0^\infty e^{f(t)} dt = 2\sqrt{\pi t_{\max}}$$

⁷ La « longueur de radiation » n'est pas une longueur mais un grammage : dans l'air $x_0 = 366,6 \text{ kg/m}^2$ [125]

Enfin dans la dernière approximation, on suppose que les valeurs moyennes des différents termes sont égales à leur valeur au maximum de la gerbe. On obtient alors :

$$N_{tot} = \varepsilon \left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot Y \cdot \eta \cdot \frac{1}{\rho} \right)_{\max} \cdot \frac{x_0 \cdot E}{E_1} \cdot 2\sqrt{\pi t_{\max}} \quad (3.5)$$

Expérimentalement N_{tot} correspond à l'intégrale de la gaussienne d'ajustement du signal de fluorescence.

Pour obtenir la densité au maximum de la gerbe, on fait alors le rapport entre le nombre de photons au maximum et le nombre total de photons détectés. A partir des expressions (3.4) et (3.5) on trouve :

$$\frac{N_{\max}}{N_{tot}} = \frac{\rho(H_{\max}) \cdot \Delta L}{2x_0 \sqrt{\pi t_{\max}}} \quad (3.6)$$

Dans cette expression N_{\max} et N_{tot} sont déterminés à partir de l'ajustement du signal de fluorescence en fonction du temps par une gaussienne (voir partie C). La longueur ΔL est obtenue lors de la reconstruction des angles (équation 3.1). Seul le paramètre t_{\max} est inconnu.

Ce paramètre varie logarithmiquement avec l'énergie moyenne par nucléon du RCUE. Dans le modèle de GIL on a : $t_{\max} = a + b(\ln(E/E_0) - \ln(A))$ avec $a=1,7$, $b=0,76$ et $E_0 = 81$ MeV.

L'ordre de grandeur de l'énergie des RCUE recherchés par EUSO est connu (entre $3 \cdot 10^{19}$ eV et 10^{21} eV). on choisit pour la première itération : $E=10^{20}$ eV.

Le nombre de nucléons A des RCUE n'est lui pas connu. On suppose arbitrairement que les RCUE sont des protons ($A=1$). On verra par la suite que ce choix a peu d'influence sur la reconstruction.

De l'expression 3.6, on peut déterminer la densité de l'air au maximum de la gerbe : $\rho(H_{\max})$. Et grâce à une modélisation de l'atmosphère reliant l'altitude et la densité, on retrouve l'altitude H_{\max} .

On peut noter que les approximations faites dans notre raisonnement sont tout à fait valables pour les gerbes quasi-horizontales qui restent plus ou moins dans les mêmes conditions atmosphériques tout le long du développement de la gerbe. Elles sont cependant plus discutables pour les gerbes inclinées.

On teste cette nouvelle méthode avec la même série d'événements EUSO que le test de la méthode utilisant l'écho Čerenkov figure 3.10. Le résultat de ce test est représenté figure 3.12. Il montre bien une corrélation entre l'altitude des simulations et des reconstructions. On voit que pour un angle $\theta > 50^\circ$, l'erreur relative devient raisonnable ($< 10\%$). A partir de 60° la précision de cette méthode devient même meilleure que celle utilisant l'écho Čerenkov.

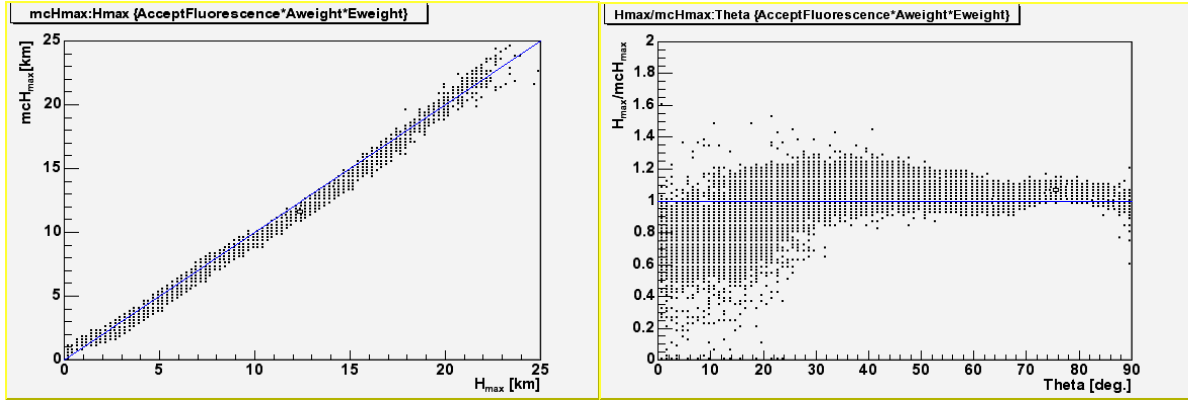


Figure 3. 12 : Comparaison entre l'altitude de la simulation (mcHmax) et l'altitude reconstruit (Hmax) du maximum de la gerbe par la méthode n'utilisant que le signal de fluorescence et le rapport entre ces deux altitudes en fonction de l'angle zénithal θ .

L'objectif fixé par cette méthode est donc en partie rempli. Elle est notamment capable de reconstruire avec une bonne précision l'altitude des gerbes avec un fort angle zénithal ($\theta > 75^\circ$) que la méthode basée sur l'écho Čerenkov était incapable de reconstruire.

On remarque cependant que cette méthode est beaucoup moins bonne pour les gerbes de petit angle θ ($\theta < 30^\circ$). Cela s'explique par le fait que les approximations utilisées pour la reconstruction (faibles variations de Y , η et valeur moyenne = valeur au maximum) ne sont plus valables pour les gerbes verticales pour lesquelles les propriétés de l'atmosphère rencontrée changent très vite.

3. Comparaison

On peut appliquer les deux méthodes de reconstruction de l'altitude aux événements en or. La première méthode nous permet d'obtenir la différence d'altitude entre le maximum de la gerbe et l'écho Čerenkov alors que la deuxième méthode nous donne directement l'altitude du maximum.

Pour les tests qui suivent, on choisit comme altitude pour l'écho Čerenkov : $H_c = 0 \text{ km}$. La valeur obtenue par la première méthode est alors ΔH_{max} (cf. équation 3.2). En faisant la différence entre les résultats de la deuxième méthode et de la première on trouve alors l'altitude de l'écho Čerenkov.

$$H_{max} - \Delta H_{max} = H_c$$

La valeur de cette différence est représentée figure 3.13 pour des séries d'événements simulés avec SLAST avec $H_c = 0 \text{ km}$. On voit que le résultat est très proche de zéro et que cette corrélation s'affine plus l'énergie du RCUE est importante (c'est-à-dire plus le signal lumineux reçu est important). Les deux méthodes reconstruisent donc bien la même altitude.

Nous avons fait le même test avec les lots d'événements témoins qui nous ont été fournis par la collaboration et dont nous n'avons aucune information sur le programme qui les a générés. Nous n'avons donc aucune idée de l'altitude de l'écho Čerenkov H_c . La figure 3.14 représente le résultat obtenu avec une de ces séries d'événements. On obtient un résultat très différent de la reconstruction des événements SLAST puisque l'altitude moyenne obtenue est d'environ 4 km. Ainsi, sans aucune autre information que le signal lumineux, nous avons réussi à repérer la présence de nuages dans la simulation ayant produit ces lots d'événements

et même d'en estimer l'altitude moyenne. Malheureusement nous n'avons pas pu vérifier que cette altitude correspondait bien à la valeur injectée dans la simulation.

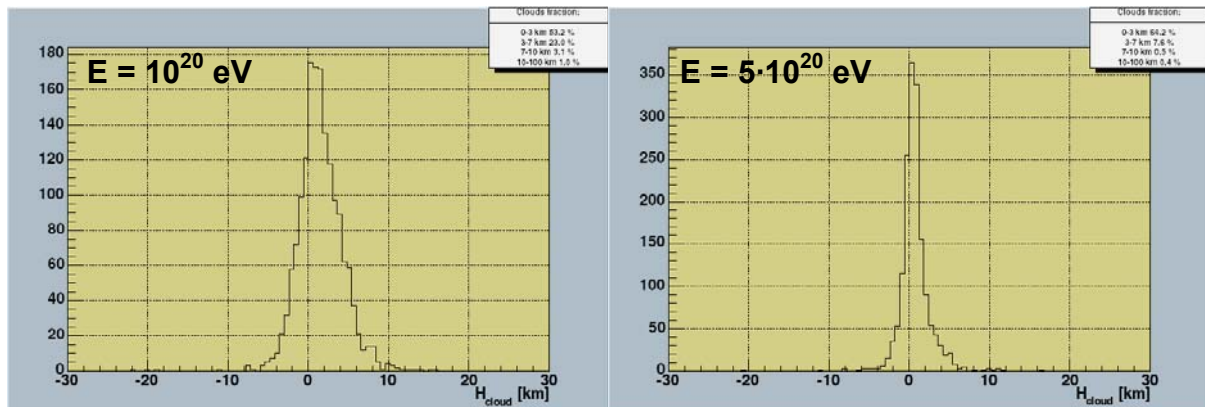


Figure 3. 13 : Reconstruction de l'altitude de l'écho Čerenkov pour de des protons incidents de 10^{20} eV (à gauche) et $5 \cdot 10^{20}$ eV (à droite) simulé avec SLAST avec un écho au sol à 0km.

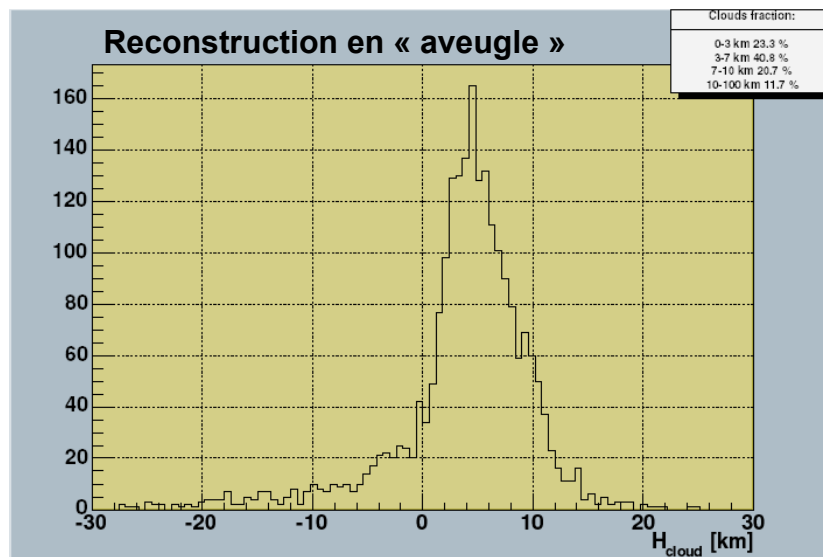


Figure 3. 14 : Reconstruction de l'altitude de l'écho Čerenkov pour une série d'événements témoins "inconnues".

F. Reconstruction du grammage au maximum de la gerbe

1. Méthodes

Une fois l'altitude et l'angle zénithal de la gerbe connue, on peut reconstruire le grammage traversé au maximum de la gerbe en calculant l'intégrale de la densité de l'air le long de la trace de la gerbe jusqu'au maximum. En considérant que la Terre est sphérique et que l'angle zénithal θ reconstruit correspond à l'angle entre la direction de propagation de la gerbe et la verticale passant par le maximum de la gerbe, on obtient :

$$X_{max} = \int_{H_{max}}^{\infty} \rho(h) \left(1 - \sin^2 \theta \left(\frac{R_{\oplus} + H_{max}}{R_{\oplus} + h} \right)^2 \right)^{-1/2} dh$$

Nous testons notre méthode de reconstruction du X_{max} sur des événements en or dont on a reconstruit l'altitude avec le Čerenkov et sur des événements fluorescence pour lesquels on a reconstruit l'altitude à partir de la forme du signal. La figure 3.15 représente l'erreur de la reconstruction en fonction de l'angle θ pour ces deux types d'événements.

La fonction $\rho(h)$ est la densité de l'air en fonction de l'altitude. Sa valeur est fournie par le modèle de profil d'atmosphère utilisée. Dans notre programme nous utilisons le modèle de Linsley qui est utilisé aussi par le programme SLAST. Les erreurs liées aux incertitudes de cette fonction n'apparaissent donc pas dans les résultats des tests représentés en figure 3.15.

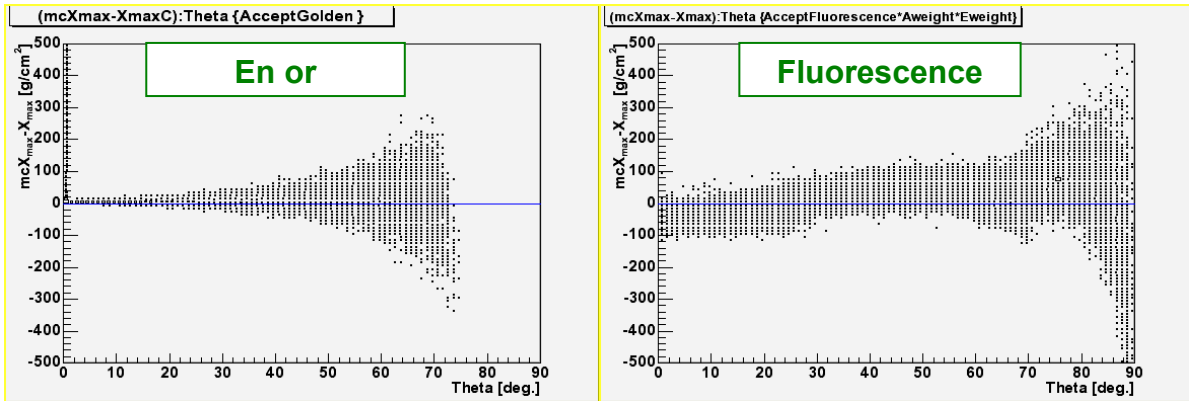


Figure 3.15 : différence entre le X_{max} de la simulation et le X_{max} reconstruit. A gauche avec l'altitude du maximum de la gerbe reconstruite avec l'écho Čerenkov et à droite avec la méthode utilisant seulement le signal de fluorescence.

La précision de la reconstruction du grammage traversé au maximum de la gerbe dépend fortement de l'angle zénithal. Plus θ est grand plus les incertitudes sur H_{max} et sur θ entraînent des erreurs sur le X_{max} . Pour les petits angles on peut négliger la sphéricité de la Terre. On a alors plus simplement :

$$X_{max} = \cos \theta \cdot \int_{H_{max}}^{\infty} \rho(h) dh$$

A très petits angles ($\cos \theta \approx 1$), l'influence des erreurs sur θ est négligeable alors qu'à plus grand angle elle devient importante. Ainsi pour les événements en or dont l'altitude est également mieux reconstruite à petit angle (voir figure 3.10), l'erreur sur la reconstruction du X_{max} augmente fortement avec θ .

Au contraire, pour les évènements fluorescence dont l'altitude est mieux reconstruit à grand angle, les incertitudes provenant de θ et de H_{\max} se compensent. Ainsi l'erreur sur la reconstruction du X_{\max} change peu avec θ . Pour les gerbes proches de l'horizontale ($\theta > 75^\circ$), on voit que l'erreur sur la reconstruction du X_{\max} devient assez importante. Cela est dû à la sphéricité de la Terre qui rend le X_{\max} très sensible à la reconstruction de θ .

La figure 3.16 représente l'écart type de l'erreur de reconstruction du X_{\max} en fonction de θ . Pour $\theta > 50^\circ$, la méthode utilisant la forme du signal de fluorescence donne de meilleurs résultats que la méthode basée sur l'écho Čerenkov. L'écart type de la reconstruction est inférieure à l'écart type naturelle du X_{\max} ($\sim 55 \text{ g/cm}^2$) pour toutes les gerbes de $\theta < 80^\circ$. La précision de notre méthode de reconstruction est donc bien adaptée.

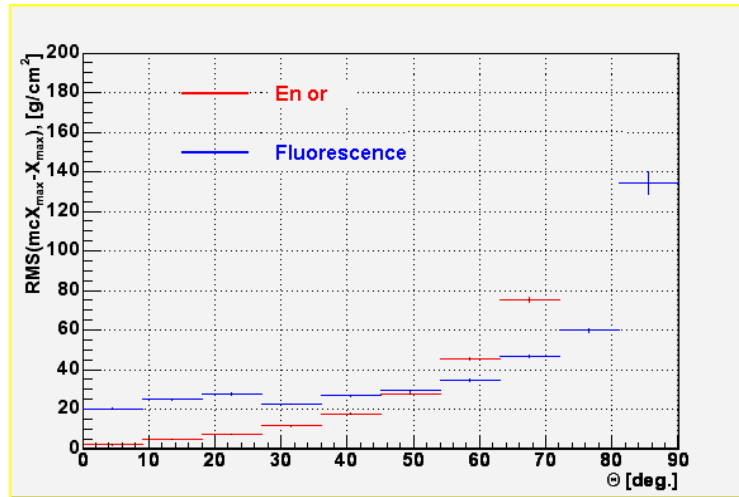


Figure 3. 16: écart type de l'erreur de reconstruction du X_{\max} en fonction de θ

2. reconstruction de la nature du RCUE

Dans le modèle de GIL($t_{\max} = a + b(\ln(E/E_0) - \ln(A))$), le maximum de la gerbe dépend de l'énergie moyenne par nucléon E/A du RCUE incident puisque $X_{\max} = t_{\max} x_0$.

Théoriquement la reconstruction du X_{\max} nous fournit donc le nombre A de nucléons constituant le RCUE. Cependant la fluctuation statistique du X_{\max} est beaucoup trop importante ($\sigma \sim 55 \text{ g/cm}^2$) pour avoir accès à ce nombre pour chaque gerbe. Par contre la valeur moyenne du X_{\max} d'un grand nombre de gerbes nous permettra de connaître le nombre de nucléons moyen des RCUE.

La figure 3.17 représente le X_{\max} d'une série de protons ($A=1$), et d'une série de noyaux de fer ($A=56$) de différentes énergies entre $3 \cdot 10^{20} \text{ eV}$ et 10^{21} eV simulé avec SLAST. Ces deux séries représentent les noyaux de masses extrêmes qui peuvent être présents dans le rayonnement cosmique. D'après le modèle de GIL la différence moyenne de X_{\max} entre ces deux séries est : $b \cdot \ln(A) \cdot x_0 \approx 110 \text{ g/cm}^2$. Cette différence est supérieure à la qualité de notre méthode de reconstruction pour des θ inférieurs à 80° .

La figure 3.18 donne le résultat de la reconstruction de deux séries de d'évènements représenté figure 3.17 avec chacune des méthodes. La distinction entre un flux de proton ou de noyau de fer est facilement identifiable pour les deux méthodes. Le résultat est légèrement moins bon avec les évènements fluorescence car ils contiennent des gerbes horizontales dont le X_{\max} est difficile à reconstruire.

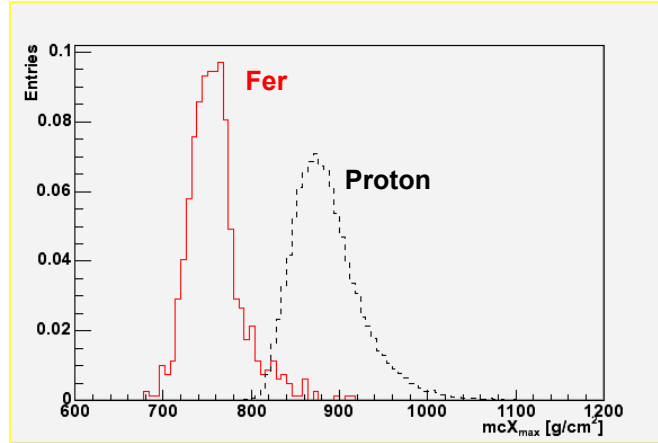


Figure 3.17 : X_{\max} d'une série de RCUE proton (pointillé) et d'une série de RCUE noyau de fer (rouge) simulé par SLAST.

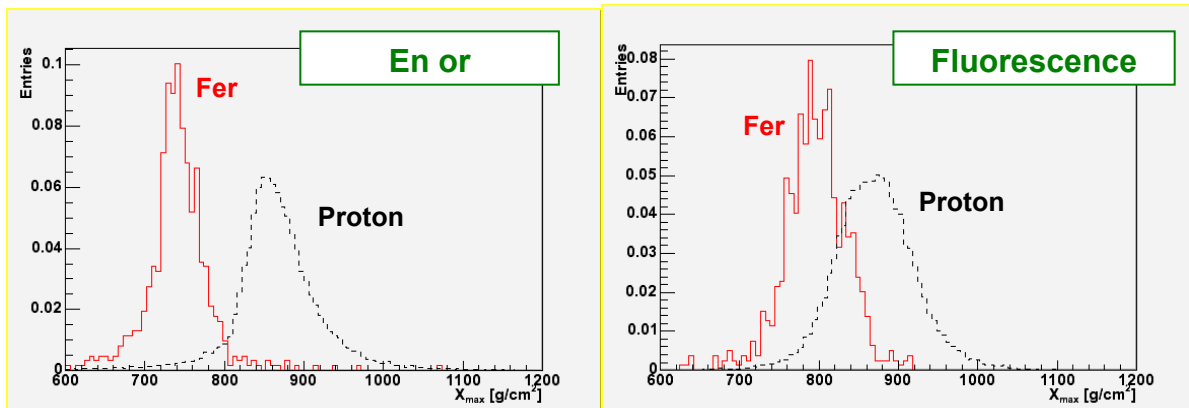


Figure 3.18 : Reconstruction du X_{\max} des deux séries représentées figure 3.16 (proton en pointillé et fer en rouge) : à gauche avec la méthode utilisant avec l'écho Čerenkov et à droite avec la méthode basée seulement sur le signal de fluorescence.

G. Reconstruction de l'énergie

1. Méthodes

Pour reconstruire l'énergie, on a le choix entre deux équations : Soit l'expression 3.4 basée sur le nombre maximal de photons, soit l'expression 3.5 basée sur le nombre total de photons détectés. L'expression 3.5 ayant été obtenue avec un grand nombre d'approximations, on préfère utiliser la formule 3.4. On obtient alors :

$$E = \frac{E_1 \cdot N_{\max}}{\left(\varepsilon \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot Y \cdot \eta\right)_{t_{\max}} \cdot \Delta L} \quad (3.7)$$

L'énergie E_1 est fournie par le modèle de GIL ($E_1=1,45$ GeV). ΔL est la longueur parcourue par la gerbe pendant la GTU du maximum. ΔL est obtenue lors de la reconstruction des angles (équation 3.1). $\Delta\Omega$ est l'angle solide du détecteur de gerbe. Le détecteur étant pointé au nadir ($\alpha=0$) on montre géométriquement que :

$$\Delta\Omega = \frac{\cos^3 \alpha \cdot S}{(H - H_{\max})^2}$$

Avec S la surface du détecteur (pour EUSO $S=5$ m²), H l'altitude du détecteur ($H \sim 380$ km) et α l'angle d'arrivée des photons sur le détecteur (voir figure 3.9).

Dans l'expression 3.7, on voit que E dépend également de l'efficacité du détecteur ε , de la production de lumière par fluorescence Y , et de la transmission de ce signal dans l'atmosphère η . Les incertitudes de la reconstruction de l'énergie proviennent principalement de ces trois paramètres. Dans notre programme, nous utilisons les mêmes modèles que le programme SLAST. Les tests de notre méthode consistant à reconstruire des événements simulés avec SLAST, ne prennent donc pas en compte les erreurs liées à l'utilisation de ces différents modèles.

La figure 3.19 représente le résultat de la reconstruction de quatre séries d'événements d'énergie différentes simulées avec SLAST. La méthode de reconstruction de l'altitude utilisée pour ce test est la méthode basée sur la forme du signal de fluorescence. On voit que la précision obtenue sur l'énergie est directement reliée à l'énergie du RCUE incident. En effet plus un RCUE est énergétique, plus il produit de lumière par fluorescence et plus les erreurs statistiques sur la forme de la gerbe mesurée par EUSO sont faibles.

L'erreur obtenue avec notre méthode est inférieure à 30% même pour les gerbes à la limite du seuil de détection d'EUSO ($5 \cdot 10^{19}$ eV). L'erreur systématique sur l'énergie espérée par l'expérience EUSO étant de l'ordre de 30%, nous avons montré que notre méthode est tout à fait utilisable pour reconstruire les événements EUSO.

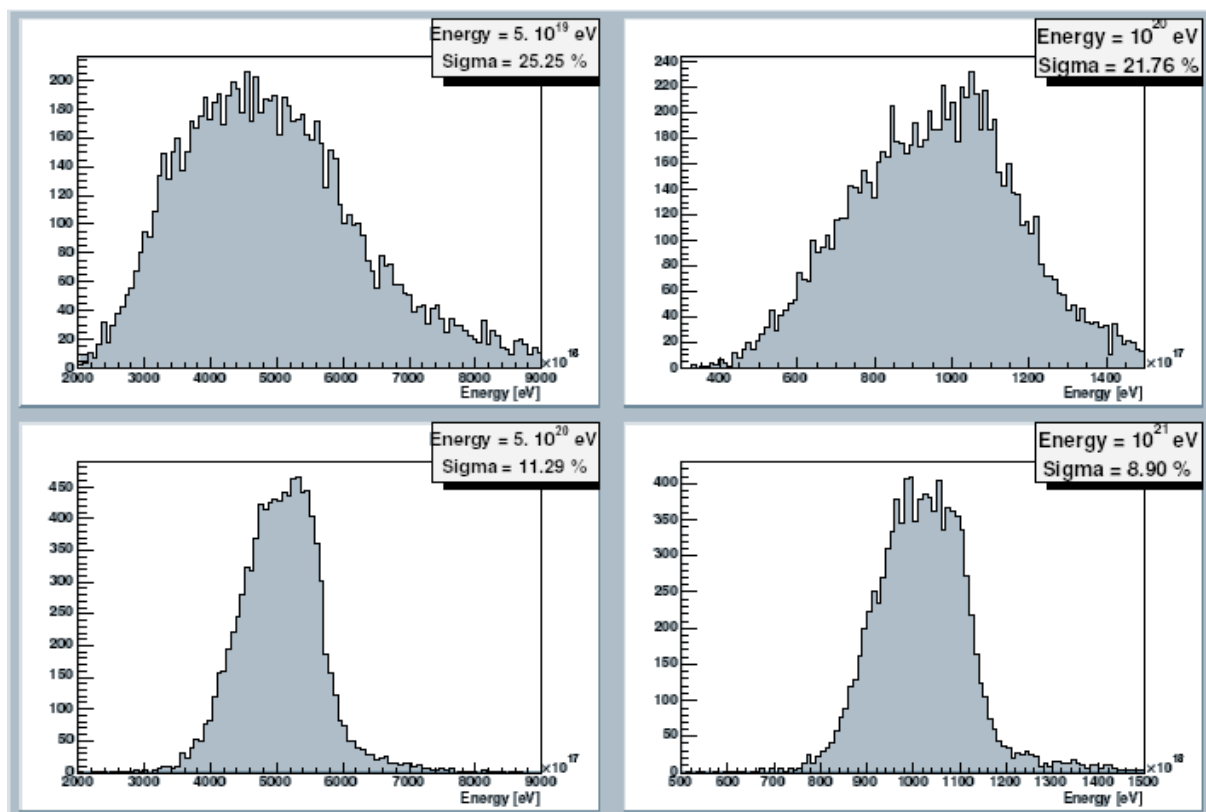


Figure 3.19: Energie reconstruite pour 4 séries de RCUE simulées avec SLAST d'énergie : $5 \cdot 10^{19}$ eV (en haut à gauche), 10^{20} eV (en haut à droite), $5 \cdot 10^{20}$ eV (en bas à gauche), 10^{21} eV (en bas à droite).

2. Reconstruction en aveugle

Une fois notre méthode mise au point nous avons essayé de reconstruire les deux séries d'événements témoins simulant l'ensemble des données pouvant être collectées par EUSO pendant ses trois ans de mission. Nous n'avions alors aucune information sur les paramètres choisis pour la simulation. Nous avons donc appliqué notre programme de reconstruction en aveugle. Ainsi en reconstruisant l'énergie de chacun des événements nous avons essayé de retrouver le spectre des RCUE injecté dans la simulation.

La comparaison entre les altitudes reconstruites utilisant l'écho Čerenkov et celle utilisant la forme du signal de fluorescence a montré la présence de nuages dans les lots témoins (voir figure 3.14). Nous considérons alors que la méthode basée uniquement sur le signal de fluorescence donne une meilleure reconstruction de l'énergie car nous n'avons aucune information sur l'altitude d'éventuelles nuages.

Sur la première série notre méthode a pu reconstruire 60% des 4899 événements générés et sur la deuxième série 71% des 7406 événements. Sans aucune autre information que l'intensité du signal lumineux détecté en fonction du temps, nous avons pu retrouver la pente des deux spectres de départ. La première série correspondait à un spectre avec coupure GZK et la deuxième série à un spectre « super-GZK ».

La figure 3.20 représente les deux spectres reconstruits ainsi que le spectre initial de la simulation dans l'hypothèse « super-GZK ». On voit que la pente du spectre reconstruit est très proche de celle simulé. A basse énergie ($< 2 \cdot 10^{20}$ eV), le flux reconstruit est plus faible que le flux initial. La différence entre les deux spectres correspond aux événements pour

lesquels le signal de fluorescence n'est pas suffisamment intense pour permettre la reconstruction (événement « non fluorescence »). Il faudrait alors corriger le spectre de la variation de l'acceptance du système en fonction de l'énergie. Pour des énergies supérieures à $2 \cdot 10^{20}$ eV l'acceptance est d'environ 100%. Le spectre reconstruit correspond donc bien au spectre simulé. Pour ce test préliminaire, nous n'approfondissons pas plus notre analyse car l'acceptance de EUSO dépend principalement de la partie « détecteur » qui n'est pas pris en compte dans notre programme. Ce travail sera fait avec le programme de reconstruction complet dans la structure ESAF.

Ce test « en aveugle » nous a permis de vérifier que la reconstruction du spectre est indépendante des modèles utilisés par notre programme (développement de la gerbe, fluorescence, transmission, atmosphère...) puisque même à partir de données complètement inconnues, nous avons été capables de reconstruire l'énergie et donc le spectre de RCUE.

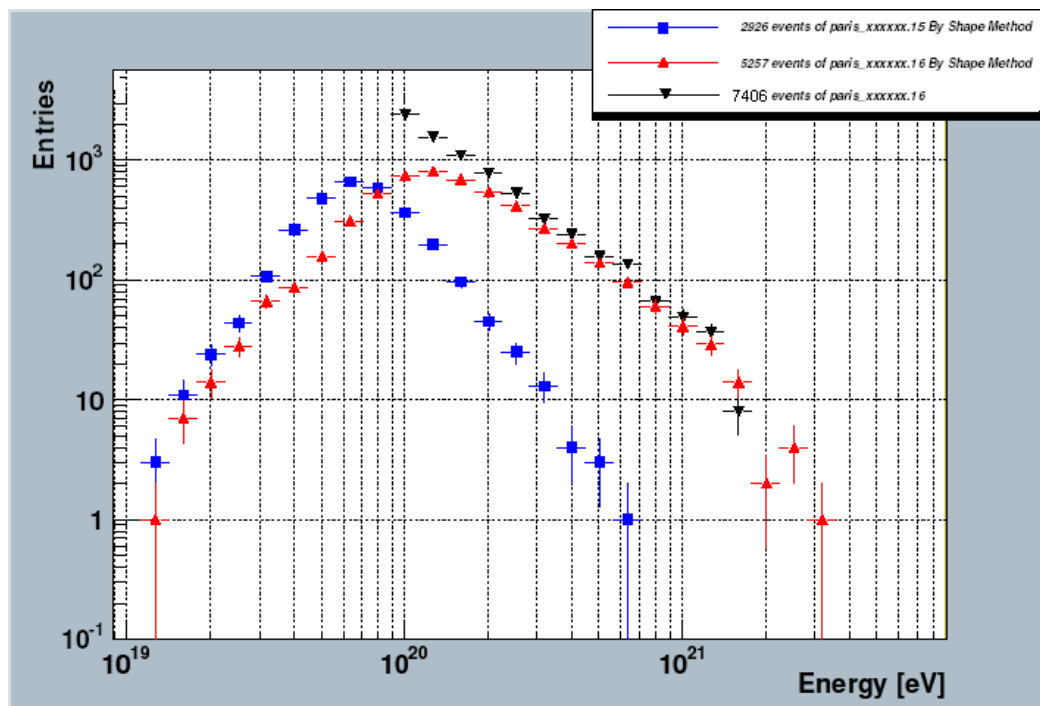


Figure 3. 20 : Reconstruction du spectre en énergie des événements simulés témoins. Les deux séries (carrés bleus et triangles pointés vers le haut). Les triangles pointés vers le bas représente le spectre de départ de la deuxième série.

H. Conclusion

Nous avons démontré que l'idée d'utiliser la forme du signal de fluorescence pour reconstruire l'altitude était prometteuse. Elle permet d'augmenter de manière significative l'acceptance d'EUSO à grand angle zénithal ($\theta > 75^\circ$). Le programme de reconstruction rapide que nous avons développé fonctionne très bien. Il nous a permis de le démontrer et de vérifier que l'erreur induite sur l'altitude par cette méthode n'a pas de conséquence dramatique sur la reconstruction de l'énergie ou du X_{\max} de la gerbe.

De plus nous avons développé deux méthodes complémentaires et indépendantes pour reconstruire l'altitude du maximum de la gerbe. Suivant l'angle zénithal de la gerbe il est préférable d'utiliser l'écho Čerenkov ($\theta < 50^\circ$) ou la forme du signal de fluorescence ($\theta > 50^\circ$)

Notre méthode de reconstruction développée pour EUSO peut s'adapter à toutes les expériences spatiales du même type et étendre leur champ d'étude aux gerbes très inclinées proche de l'horizontale. Ces gerbes ont une importance particulière pour la détection de neutrinos ultra énergétiques. Comme on a pu le voir figure 2.26 du chapitre précédent, les gerbes induites par des neutrinos sont principalement horizontales. On peut facilement les distinguer de RCUE classique grâce à la reconstruction du X_{\max} .

D'autre part cette méthode de reconstruction remet en question l'importance de l'utilisation d'un système LIDAR couplé à EUSO pour connaître l'altitude des nuages puisqu'on est capable de reconstruire les gerbes atmosphériques sans l'écho Čerenkov.

Chapitre IV : La fluorescence de l'air

A. Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la production de lumière par fluorescence est un paramètre important de la reconstruction de l'énergie. L'objectif de ce chapitre est d'expliquer en détail les mécanismes de la fluorescence et d'en déduire un modèle simple de production de lumière en fonction des conditions atmosphériques. Enfin nous verrons quelles sont les raisons qui nous ont poussé à mettre au point une nouvelle expérience de mesure de la fluorescence de l'air.

1. La fluorescence

L'émission de lumière par un gaz soumis à l'irradiation d'une source radio-active est connue depuis plus d'un siècle. Dès lors de nombreuses expériences ont étudié cette source de lumière. Les premières mesures de la production de lumière par de l'air irradié datent de 1903 [106].

Ce qu'on appelle fluorescence ou scintillation est le processus de désexcitation d'une molécule (ou d'un atome) par émission de lumière. Les molécules peuvent être excitées soit par le passage d'une particule chargée à proximité, soit par l'absorption d'un photon⁸. La fluorescence est l'un des modes possibles de désexcitation de la molécule. C'est un phénomène très rapide (quelques nanosecondes).

Lorsqu'une molécule est excitée ses électrons ne sont plus sur les niveaux de l'état fondamental mais sur des niveaux électroniques de plus haute énergie. Ces états excités ne sont pas stables et les électrons retombent naturellement sur leur niveau fondamental. Lors du passage d'un électron d'un niveau électronique à un autre, il y a émission d'un photon. L'énergie de ce photon correspond à la différence d'énergie entre ces deux niveaux. Le spectre de la fluorescence est composé de multiples raies dont les longueurs d'onde correspondent à l'ensemble des transitions électroniques possibles.

Pour les atomes, les seuls niveaux électroniques possibles sont les différentes orbitales atomiques. Pour les molécules, il faut ajouter aux orbitales moléculaires, les niveaux énergétiques qui correspondent aux différents états de vibration et de rotation de la molécule. Le spectre de fluorescence des molécules est un spectre de bande beaucoup plus complexe que celui des atomes.

⁸ Ce qui est physiquement équivalent puisque le photon est le boson vecteur de l'interaction électromagnétique.

La spectroscopie moléculaire étudie avec précision la longueurs d'onde et l'intensité relative des différentes raies qui nous informent sur la structure interne des molécules. Après plus d'un siècle de mesure toutes les raies du spectre de la fluorescence de l'air ont été identifiées.

Cependant l'utilisation de la fluorescence de l'air pour détecter des rayons cosmiques nécessite de connaître avec une grande précision l'intensité du flux lumineux produit et ses variations suivant les conditions atmosphériques (pression, température, humidité). Les mesures de physique atomique et moléculaire n'ont pas été faites dans cette optique et présentent donc des lacunes à ce niveau.

Depuis les années 1960, on utilise la fluorescence de mélange gazeux (principalement des gaz rares) dans la calorimétrie en physique nucléaire[108]. A la même époque l'idée d'utiliser l'atmosphère elle-même comme un calorimètre pour mesurer l'énergie des rayons cosmiques fait son apparition. Depuis, les physiciens des rayons cosmiques s'intéressent de près à la fluorescence de l'air et tentent de modéliser son rendement. En 1967, A.N. Bunner a publié un premier modèle dans sa thèse[110] qui sert de référence aux expériences actuelles.

Récemment, avec la controverse entre HiRes et AGASA, la communauté scientifique a pris conscience que de nouvelles mesures devaient être mise en oeuvre pour mieux comprendre la fluorescence de l'atmosphère qui est un milieu très changeant et difficile à contrôler.

2. Air atmosphérique

Pour étudier correctement la fluorescence de l'air, il faut déjà définir avec précision ce qu'on entend par « air » et dans quel état on va le rencontrer. Par définition l'air est le mélange de gaz formant l'atmosphère terrestre. La composition de ce mélange n'est pas constante mais en première approximation, l'air peut être considéré comme un mélange de seulement deux gaz : l'air sec et la vapeur d'eau.

L'air sec est un gaz homogène composé de différents types de molécule. La composition chimique de l'air sec est assez stable (sauf pour le CO₂, le CH₄ et l'O₃ dont les proportions ont changées récemment à cause de l'activité humaine). Le tableau 4.1 fournit les proportions de chacun des composants de l'air sec.

Gaz constituants de l'air sec	Fraction moléculaire(f_i) (en %)	Masses molaires (O = 16,000)
Azote (N ₂)	78,08	28,016
Oxygène (O ₂)	20,95	32,000
Argon (Ar)	0,934	39,944
Dioxyde de carbone (CO ₂)	0,033 à 0,035	44,010
Néon (Ne)	$1,8 \cdot 10^{-3}$	20,183
Hélium (He)	$5,24 \cdot 10^{-4}$	4,003
Monoxyde d'Azote (NO)	$5 \cdot 10^{-4}$	30,008
Krypton (Kr)	$1,14 \cdot 10^{-4}$	83,07
Méthane (CH ₄)	$1,0 \text{ à } 2,0 \cdot 10^{-4}$	16,026
Hydrogène (H ₂)	$5,0 \cdot 10^{-5}$	2,016
Protoxyde d'azote	$5,0 \cdot 10^{-5}$	44,016
Xénon (Xe)	$8,7 \cdot 10^{-6}$	131,3
Dioxyde d'azote (NO ₂)	$2,0 \cdot 10^{-6}$	46,08
Ozone (O ₃)	$1,0 \cdot 10^{-6}$	48,000
Radon (Rn)	$6,0 \cdot 10^{-18}$	222,00

Tableau 4. 1: composition chimique de l'air sec [127]

La proportion de vapeur d'eau dans l'air varie fortement d'un point à l'autre de la Terre. Par exemple elle passe de 0,1% au dessus de la Sibérie à plus de 5% dans les régions maritimes équatoriales. On caractérise souvent cette proportion par le taux d'humidité relatif de l'air. Par définition l'humidité relative est le rapport entre la pression de vapeur d'eau dans l'air et la pression de vapeur saturante⁹.

D'un point de vue thermodynamique, on peut caractériser l'air par trois paramètres : sa pression, sa température et son taux d'humidité. On verra que la fluorescence de l'air change suivant chacun de ces paramètres.

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, les gerbes atmosphériques se développent entre le niveau du sol et environ 40 km d'altitude. Les conditions atmosphériques qu'elle peuvent rencontrer sont très variables. En s'appuyant sur les modèles d'atmosphère décrit au chapitre 2 (voir figure 4.1), on obtient les variations suivantes :

- Pour la pression : de quelques hPa à une atmosphère (1013 hPa).
- Pour la température : de -90°C à 40°C .
- Pour le taux d'humidité : de quasiment 0% à 7% de vapeur d'eau.

La figure 4.1 représente un exemple de profils de variation de ces trois paramètres en fonction de l'altitude. Elle représente aussi la zone entre 2 km et 15 km, où la majorité des gerbes atmosphériques dépose leur énergie dans l'atmosphère (cf. chapitre I figure 1.19).

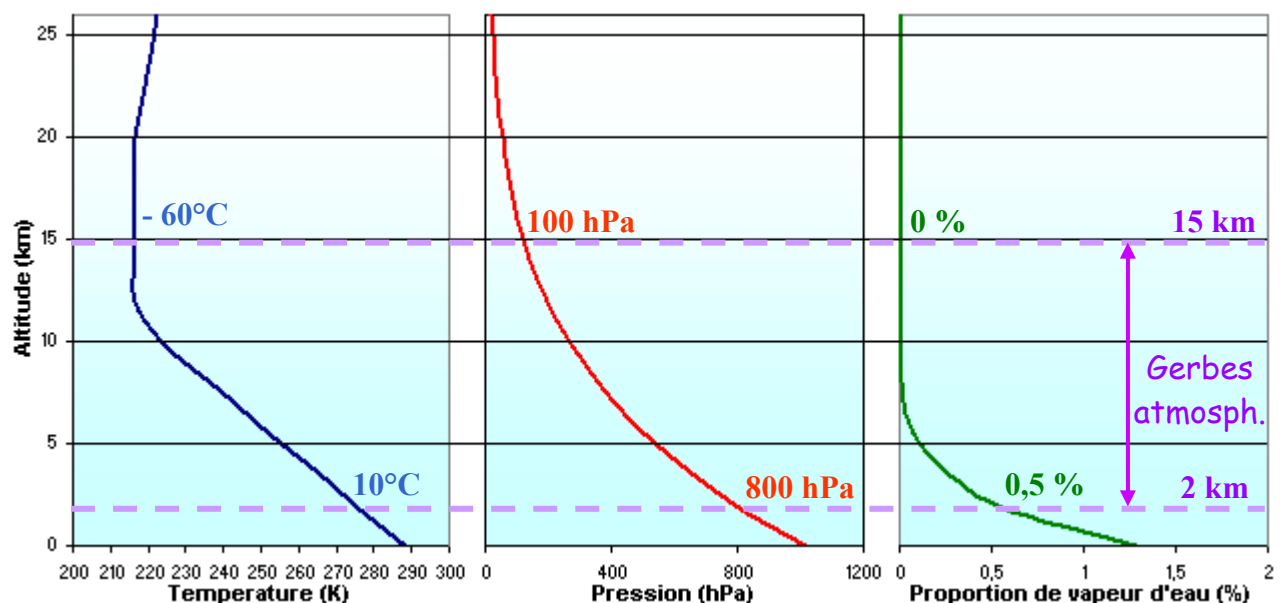


Figure 4. 1 : Profils d'atmosphère de l'US standard [91]. L'altitude du maximum des gerbes atmosphériques se situe principalement entre les deux traits en pointillés.

⁹ La pression de vapeur saturante est la pression maximale de vapeur d'eau qui peut être dissoute dans l'air. Au delà il y a condensation de l'eau sous forme de gouttelettes (nuage).

B. Mécanismes et Modèles

Lorsque l'air est excité il émet de façon isotrope une faible quantité de lumière par fluorescence (de l'ordre de quatre photons par mètre de trace chargée). On peut décrire cette quantité par le nombre de photons émis ou par l'énergie lumineuse émise. La fluorescence de l'air transforme donc une part de la quantité d'énergie déposée par ionisation en une énergie lumineuse. On définit alors le rendement de la fluorescence η comme le rapport entre l'énergie déposée par ionisation (E_{dep}) et l'énergie des photons émis par fluorescence (E_{fl}).

$$\eta = \frac{E_{fl}}{E_{dep}} = \frac{\sum N_{\lambda} E_{\lambda}}{E_{dep}} \quad (4.1)$$

Dans l'équation 4.1 N_{λ} représente le nombre de photons émis de longueur d'onde λ et E_{λ} l'énergie d'un photon de cette longueur d'onde¹⁰.

1. Le spectre de la fluorescence de l'air

La lumière émise par fluorescence est composée de photons de différentes longueurs d'onde. Pour chaque longueur d'onde λ , on définit le rendement η_{λ} comme le rapport entre l'énergie déposée et l'énergie de l'ensemble des photons de cette longueur d'onde. Le spectre de la fluorescence représente le rendement de la fluorescence en fonction de la longueur d'onde.

Le spectre de la fluorescence de l'air a été étudié en détail aussi bien à très basse pression qu'à pression proche de la pression atmosphérique. Par exemple en 1964 Davidson et O'Neil[109] ont produit le spectre d'émission de l'air et de l'azote entre 320 nm et 1080 nm à une pression de 800 hPa soumis à un intense flux (3 mA) d'électrons de 50 keV. La résolution de leur spectre est de 1,8 nm.

De même en 1968, Hartman[111] a mesuré le spectre de l'air bombardé d'électrons de basse énergie (700 eV) à des pressions comprises entre 4 Pa et 128 Pa. Sa mesure du spectre s'étend entre 250 nm et 1200 nm avec une résolution de 0,8 nm.

Ces deux mesures de référence du spectre de la fluorescence de l'air sont reproduites sur les figures 4.2 et 4.3. Ce spectre est composé des bandes du diazote et de quelques raies atomiques d'oxygène et d'azote. A la pression où se produisent les gerbes dans l'atmosphère (100 à 1000 hPa), la production de lumière par fluorescence est principalement dans le domaine de longueur d'onde compris entre 290 nm et 440 nm (violet et UV proche). Sur ce domaine, elle est due uniquement à l'azote moléculaire qui la compose (systèmes de bandes 1N et 2P). Les autres composants de l'air n'ont que des effets d'inhibition¹¹ ou de catalyse sur la fluorescence de l'azote.

¹⁰ $E_{\lambda} = hc/\lambda$ avec h la constante de Planck ($h=6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s) et c la vitesse de la lumière ($c=3 \cdot 10^8$ m/s)

¹¹ L'inhibition est aussi souvent appelée par le terme anglais « Quenching ». J'utilise dans ma thèse le même vocabulaire que H. Brunet[113].

2. Fluorescence du diazote

Le diazote est une molécule composée de deux atomes d'azote. Les orbitales atomiques externes des deux atomes se combinent pour former des orbitales moléculaires. Les électrons placés sur ces orbitales appartiennent alors aux deux atomes en même temps. L'énergie potentielle d'une orbitale moléculaire dépend de la distance entre les deux noyaux d'azote. Si l'énergie potentielle a un minimum pour une certaine distance internucléaire, la molécule est stable dans cette configuration : l'orbitale est dite liante (formation d'une liaison de covalence). En revanche si l'énergie potentielle n'admet pas de minimum, l'orbitale est anti-liante et la molécule n'est pas stable.

La figure 4.4 représente l'énergie potentielle de plusieurs orbitales moléculaires du diazote en fonction de la distance internucléaire. On peut voir le niveau fondamental $X^1\Sigma_g$ et deux états excités $B^3\Pi_g$ et $C^3\Pi_u$ [113].

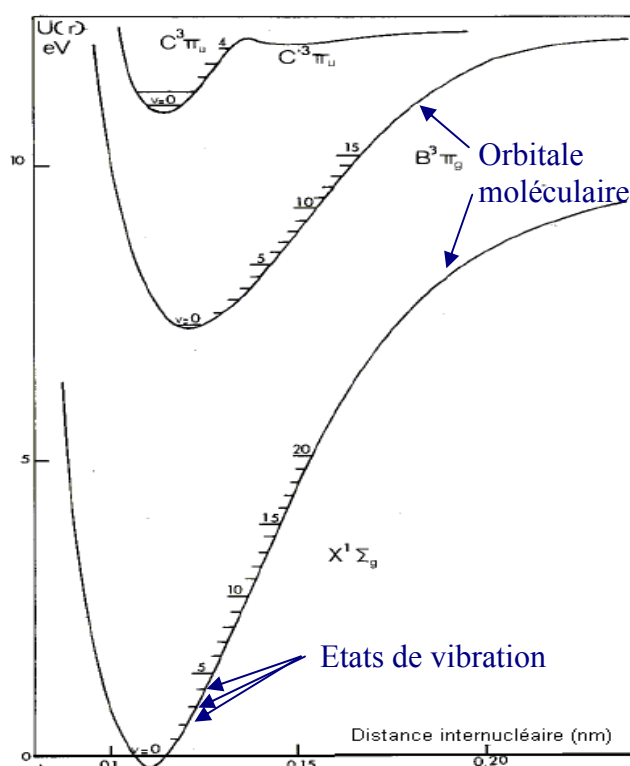


Figure 4. 4 : courbes de l'énergie potentielle d'orbitales moléculaire de la molécule de diazote [113]

A l'échelle atomique l'énergie est quantifiée. Le puit de potentiel crée donc différents niveaux d'énergie possible qui correspondent aux différents états de vibration de la molécule. Le nombre quantique v est associé à cet état quantique de vibration. La figure 4.5 représente la forme des premiers états de vibration de la molécule.

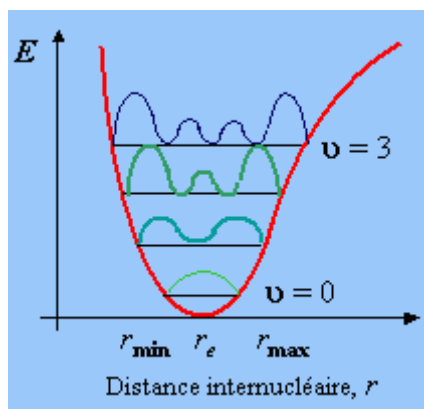


Figure 4. 5 : probabilité de la distance internucléaire pour différents états de vibration d'une molécule

Pour chaque orbitale moléculaire, il existe donc une multitude de niveaux d'énergie distincts. Le nombre de transition possible d'une orbitale à l'autre est très grand (voir exemple sur la figure 4.6). L'ensemble des transitions possible entre deux orbitales est appelé un système.

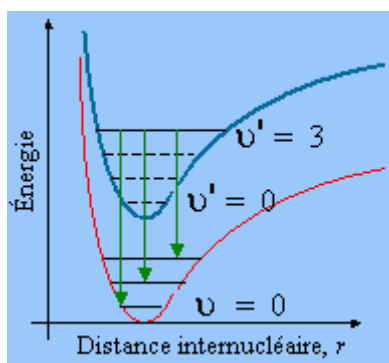


Figure 4. 6 : différentes transitions d'un même système

Le spectre de la fluorescence de l'air est principalement composé des raies correspondant aux systèmes de bandes 2P de N_2 et 1N de N_2^+ . Le système 2P de N_2 est l'ensemble des transitions possibles entre les orbitales moléculaires $C^3\Pi_u$ et $B^3\Pi_g$ et le système 1N de N_2^+ recouvre l'ensemble des transitions entre l'orbitale $B^2\Sigma_u^+$ et l'orbitale fondamentale $X^2\Sigma_g^+$ de N_2^+ .

Lorsqu'une molécule est excitée, elle reste dans cet état un certain temps et retombe dans son état fondamental ou sur un autre état excité de la molécule. La cinétique de ce processus suit une loi de probabilité exponentielle caractérisée par le temps de vie moyen τ_e de l'état excité.

Le passage rapide (quelques ns) d'une orbitale moléculaire vers une autre qui produit la fluorescence n'est possible que pour des transitions respectant un certain nombre de règles de conservation « quantique ». Lorsqu'une transition est possible comme entre les orbitales moléculaires $C^3\Pi_u$ et $B^3\Pi_g$ de N_2 et les orbitales moléculaires $B^2\Sigma_u^+$ et $X^2\Sigma_g^+$ de N_2^+ , la molécule peut être dans tous les états de vibration possibles.

La probabilité pour qu'une molécule dans un état excité de vibration v' se retrouve dans un état v'' après la transition d'une orbitale moléculaire à une autre est donnée par le coefficient de Franck-Condon¹² $A^{v'v''}$. Comme une molécule se retrouve forcément dans un état de vibration donné, les coefficients de Franck-Condon vérifient l'équation 4.2.

¹² Ces coefficients peuvent être déterminés de façon théorique grâce au principe de Franck-Condon qui stipule que la distance internucléaire ne change pas lors de la transition.

$$\sum_{\nu''} A^{\nu'\nu''} = 1 \quad (4.2)$$

Il est important de noter que les longueurs d'onde des raies du spectre restent les mêmes quelles que soit les conditions. Seul leurs intensités relatives peuvent varier.

Les caractéristiques de l'ensemble des raies sont décrites dans le tableau 4.2. A pression atmosphérique les cinq raies principales sont entre 310 nm et 400 nm : 315,9 nm ; 337,1 nm ; 357,7 nm ; 380,5 nm et 391,4 nm. Ces cinq raies correspondent aux bas états de vibration qui sont les états les plus probables.

Système	Longueur d'onde (nm)	Etat de vibration de départ	Etat de vibration d'arrivée (Δv)	Energie (eV)
Bandes 2P de N_2 : de $C^3\Pi_u$ vers $B^3\Pi_g$	282,0	$v' = 3$	$v'' = 0$ (-3)	4,40
	296,2	$v' = 3$	$v'' = 1$ (-2)	4,19
	297,7	$v' = 2$	$v'' = 0$ (-2)	4,17
	311,7	$v' = 3$	$v'' = 2$ (-1)	3,98
	313,6	$v' = 2$	$v'' = 1$ (-1)	3,96
	315,9	$v' = 1$	$v'' = 0$ (-1)	3,93
	328,5	$v' = 3$	$v'' = 3$ (0)	3,78
	330,9	$v' = 2$	$v'' = 2$ (0)	3,75
	333,9	$v' = 1$	$v'' = 1$ (0)	3,72
	337,1	$v' = 0$	$v'' = 0$ (0)	3,68
	346,9	$v' = 3$	$v'' = 4$ (+1)	3,58
	350,0	$v' = 2$	$v'' = 3$ (+1)	3,55
	353,7	$v' = 1$	$v'' = 2$ (+1)	3,51
	357,7	$v' = 0$	$v'' = 1$ (+1)	3,47
	364,2	$v' = 4$	$v'' = 6$ (+2)	3,41
	367,2	$v' = 3$	$v'' = 5$ (+2)	3,38
	371,1	$v' = 2$	$v'' = 4$ (+2)	3,35
	375,6	$v' = 1$	$v'' = 3$ (+2)	3,31
	380,5	$v' = 0$	$v'' = 2$ (+2)	3,26
	389,4	$v' = 3$	$v'' = 6$ (+3)	3,19
	394,3	$v' = 2$	$v'' = 5$ (+3)	3,15
	399,8	$v' = 1$	$v'' = 4$ (+3)	3,11
	405,9	$v' = 0$	$v'' = 3$ (+3)	3,06
	414,1	$v' = 3$	$v'' = 7$ (+4)	3,00
	420,1	$v' = 2$	$v'' = 6$ (+4)	2,96
	427,0	$v' = 1$	$v'' = 5$ (+4)	2,91
	434,4	$v' = 0$	$v'' = 4$ (+4)	2,86
	441,7	$v' = 3$	$v'' = 8$ (+5)	2,81
	449,0	$v' = 2$	$v'' = 7$ (+5)	2,77
	457,4	$v' = 1$	$v'' = 6$ (+5)	2,71
	466,7	$v' = 0$	$v'' = 5$ (+5)	2,66
Bandes 1N de N_2^+ $B^2\Sigma_u^+$ vers $X^2\Sigma_g^+$	356,4	$v' = 2$	$v'' = 1$ (-1)	3,48
	358,2	$v' = 1$	$v'' = 0$ (-1)	3,47
	385,8	$v' = 2$	$v'' = 2$ (0)	3,22
	388,4	$v' = 1$	$v'' = 1$ (0)	3,20
	391,4	$v' = 0$	$v'' = 0$ (0)	3,17
	419,9	$v' = 2$	$v'' = 3$ (+1)	2,96
	423,6	$v' = 1$	$v'' = 2$ (+1)	2,93
	427,8	$v' = 0$	$v'' = 1$ (+1)	2,90
	460,0	$v' = 2$	$v'' = 4$ (+2)	2,70
	465,2	$v' = 1$	$v'' = 3$ (+2)	2,67
	470,9	$v' = 0$	$v'' = 2$ (+2)	2,64

Tableau 4. 2 : principales raies de la fluorescence de l'azote entre 280 nm et 480 nm.

3. Excitation de l'air

a) Section efficace

Pour émettre de la lumière par fluorescence, une molécule doit être dans un état excité. Elle se retrouve dans un tel état quand une particule énergétique transfère une partie de son énergie à l'un de ses électrons. L'électron peut soit être arraché et la molécule est excitée ionisée, soit être simplement placé sur un niveau plus énergétique et la molécule est dans un état moléculaire excité. Ainsi dans la fluorescence de l'air on retrouve des raies provenant de la molécule N_2 et la molécule ionique N_2^+ (molécule ayant perdu un électron).

La probabilité qu'une molécule se retrouve dans tel ou tel état après le passage d'une particule dépend des caractéristiques de cette particule. Il peut notamment y avoir des résonances lorsque l'énergie de la particule incidente est proche de l'énergie de l'état excité. Les énergies de ces résonances sont légèrement supérieures aux énergies des états excités qui sont pour le niveau $C^3\Pi_u$ de N_2 d'environ 11 eV et pour le niveau $B^2\Sigma_u^+$ de N_2^+ d'environ 19 eV. (Voir figure 4.7)

Pour chaque état excité e , on définit une section efficace σ_e qui caractérise la probabilité qu'il y ait une interaction entre une molécule d'azote et une particule incidente amenant la molécule dans cet état excité. Dans un milieu avec une densité moléculaire de diazote de n_N molécules/m³, la distance parcourue par une particule avant qu'il ne se produise une telle réaction suit une distribution de probabilité exponentielle ayant pour valeur moyenne $1/n_N\sigma_e$. La section efficace globale d'interaction avec l'azote est la somme des sections efficaces de production de chaque état. Le taux probabilité ε_e qu'une molécule excitée le soit dans l'état excité e est :

$$\varepsilon_e = \frac{\sigma_e}{\sum_i \sigma_i} = \frac{\sigma_e}{\sigma_{total}} \quad (4.3)$$

A priori ces taux de probabilité peuvent varier suivant les caractéristiques de la particule incidente. La figure 4.7 représente la section efficace de la production par un électron énergétique de trois états excités de la molécule d'azote en fonction de l'énergie cinétique de cet électron.

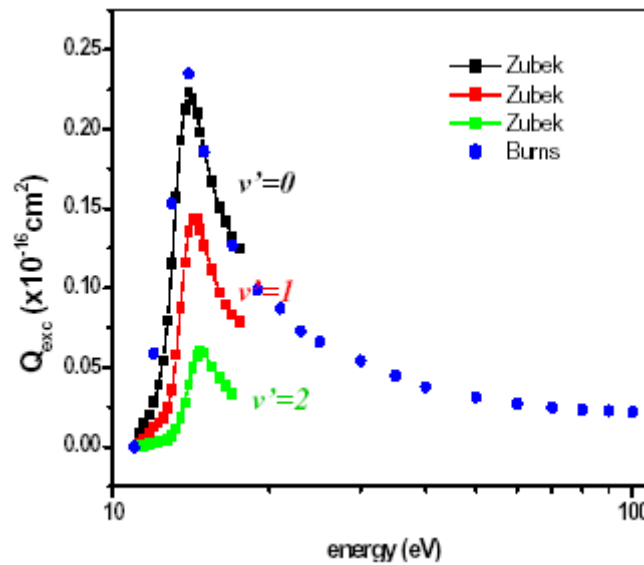


Figure 4. 7 : section efficace de production de l'état $C^3\Pi_u$ de N_2 dans différents états de vibrations[121]

Les particules d'une gerbe atmosphérique sont très énergétiques avec un maximum de probabilité autour de 50 MeV (cf. chapitre 2.B.4). Lors d'une interaction avec une molécule de l'air, l'énergie transférée aux électrons moléculaires est alors très importante et la molécule se retrouve ionisée. Dans ce cas il n'y a quasiment que les états ioniques qui sont accessibles. Cependant les électrons arrachés sont à leur tour des particules qui vont exciter d'autres molécules plus loin. Ces électrons secondaires n'étant pas forcément de très haute énergie, ils pourront aussi activer les états excités moléculaires.

Ainsi lorsqu'une particule énergétique traverse un volume d'air elle crée une zone excitée autour de sa trace grâce aux multiples électrons secondaires arrachés. Les molécules sont donc excitées par des électrons d'une grande variété d'énergie.

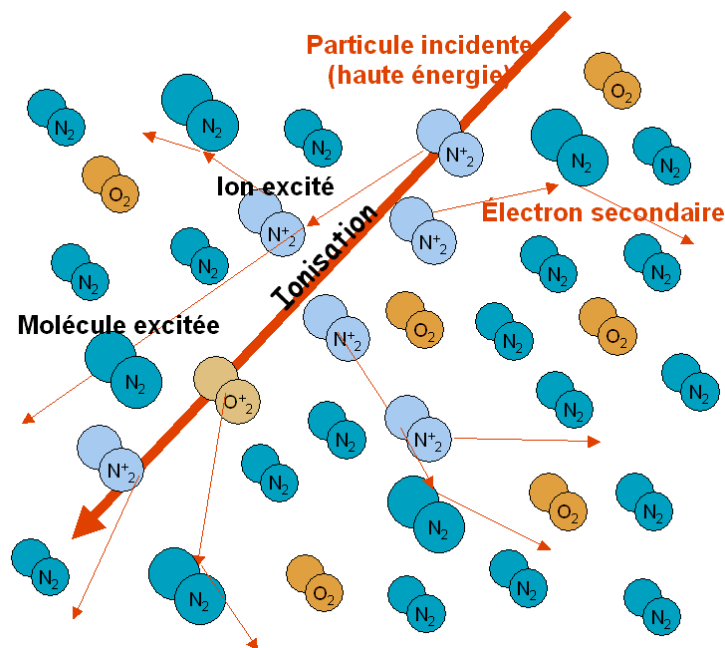


Figure 4. 8 : schéma de l'excitation de l'air par une particule très énergétique

Lorsque l'on fait une simulation d'interaction d'une particule avec de la matière on sépare les électrons secondaires arrachés en deux catégories.

- Ceux supérieurs à une énergie seuil sont considérés comme des nouvelles particules énergétiques dont on va simuler la trajectoire et les interactions. On les nomme « rayons δ » (δ -ray).
- Pour ceux d'énergie inférieure à l'énergie seuil, on considère que leur trajectoire est infiniment courte et qu'ils déposent entièrement leur énergie au niveau de la trace de la particule primaire incidente. La somme de l'énergie transférée à ces électrons est nommée : « énergie déposée par ionisation ».

Cette séparation est totalement artificielle mais elle est indispensable pour simuler correctement la dispersion spatiale de l'énergie déposée. Le choix de l'énergie seuil dépend de la finesse de simulation recherchée.

En toute rigueur, pour simuler correctement la fluorescence de l'air il faudrait simuler tous les électrons jusqu'à une énergie inférieure à l'état d'excitation de l'azote (11 eV) et considérer à chaque fois les sections efficaces correspondant aux énergies des électrons. Mais en pratique ce calcul est beaucoup trop long et on modélise le phénomène de façon moins détaillée.

b) Modèle proportionnel à l'énergie déposée

Comme l'excitation est produite par une grande quantité d'électrons secondaires d'énergies différentes, la section efficace moyenne par électron est pratiquement indépendante de l'énergie de la particule primaire incidente. Le nombre d'électrons secondaires (N_{int}) est quant à lui directement proportionnel à l'énergie perdue par la particule (E) qui correspond à la somme des énergies transférées aux électrons secondaires. $E = N_{\text{int}} \times I$ avec I l'énergie moyenne transférée aux électrons de l'azote ($I=82$ eV).

Dans l'azote pur on a :

$$\frac{dE}{dl} = \frac{dN_{\text{int}}}{dl} \cdot I = (n_N \cdot \sigma_{\text{total}}) \cdot I \quad (4.4)$$

Où l est la longueur d'azote traversée et n_N la densité de molécule d'azote.

En première approximation on considère alors que la probabilité d'exciter un état est uniquement proportionnelle à l'énergie déposée par ionisation. Le rapport entre les sections efficaces des différents états excités est alors indépendant de l'énergie cinétique de la particule primaire.

Pour chaque état excité, on peut alors déterminer un taux de probabilité ε_e constant (définie par l'équation 4.3). On a alors $\sigma_e = \varepsilon_e \sigma_{\text{total}}$.

En remplaçant σ_{total} dans l'équation 4.4, on obtient la section efficace de production d'un état e :

$$\sigma_e = \frac{\varepsilon_e \cdot \frac{dE}{dl}}{I \cdot n_N} \quad (4.5)$$

L'air étant un mélange de plusieurs gaz, toute l'énergie n'est pas transférée aux seules molécules d'azote. La part d'énergie transférée à ces dernières correspond au pourcentage massique d'azote dans le mélange.

Ainsi dans ce modèle, le nombre moyen N_e de molécule d'azote excité dans l'état e lorsqu'une particule dépose une énergie E dans un milieu composé d'un pourcentage massique x_N d'azote est :

$$N_e = \varepsilon_e \frac{x_N \cdot E}{I}$$

Soit par unité de longueur de trace dl :

$$\frac{dN_e}{dl} = x_N \frac{\varepsilon_e}{I} \frac{dE}{dl} = n_N \cdot \sigma_e \quad (4.6)$$

Dans ce modèle, la quantité de molécules excitées, et donc la quantité de lumière émise, ne dépend pas de la nature ou de l'énergie de la particule excitatrice mais seulement de la quantité d'énergie déposée. Le rendement de la fluorescence est alors totalement indépendant de la source d'excitation.

c) Energie déposée par un électron de haute énergie

On décrit l'énergie déposée par ionisation par des électrons ou des positons énergétiques grâce à la formule semi-empirique de Berger-Seltzer [126]. Pour des particules plus lourde on utilise la fonction semblable de Bethe-Bloch [125].

Formule semi-empirique de **Berger-Seltzer** :

$$\left. \frac{dE}{dl} \right|_{E_T < E_{seuil}} = 2\pi r_e^2 mc^2 n_{el} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2(\gamma+1)}{(1/mc^2)} + F^\pm(\tau, \tau_{up}) - \delta \right) \quad (4.7)$$

Avec :

r_e	: Rayon classique de l'électron	$r_e = 2,81794 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
mc^2	: Energie massique de l'électron	$mc^2 = 0,5109989 \text{ MeV}$
n_{el}	: Densité électronique du matériau traversé	$n_{el} = 3,8873 \cdot 10^{26} \text{ e}^-/\text{m}^3 \text{ (air STP}^{13})$
γ	: Facteur de Lorentz	$\gamma = E/mc^2$
β	: Vitesse relative de la particule	$\beta^2 = 1 - (1/\gamma^2)$
I	: Energie d'excitation moyenne des électrons	$I = 85.7 \text{ eV dans l'air}$
F^\pm	: F^+ pour un positon et F^- pour un électron	Voir annexe
δ	: Correction de l'effet de densité	Voir annexe
E_T	: Energie transférée aux électrons	
E_{seuil}	: Energie seuil de la simulation	

Dans cette expression seul trois termes dépendent des caractéristiques du matériau : n_{el} , I et δ . Pour avoir une valeur semblable dans tous les matériaux on divise le dE/dl (énergie déposée par mètre) par la densité du matériaux. Le résultat obtenu exprime une quantité d'énergie par grammage de matière traversée. On nomme cette grandeur le dE/dX .

Lorsque l'on choisit comme énergie seuil une énergie supérieure à l'énergie maximale qui peut être transférée à un électron le dE/dX correspond vraiment à l'énergie totale perdue par la particule par ionisation. La figure 4.9 représente la variation du dE/dX total en fonction de l'énergie de l'électron incident pour différentes pressions. La différence entre les pressions est due aux variations du coefficient de l'effet de densité δ .

¹³ STP : condition Standard de Température et de Pression. $T=0^\circ\text{C}=273.15\text{K}$ et $P=1\text{atm}=101325 \text{ Pa}$

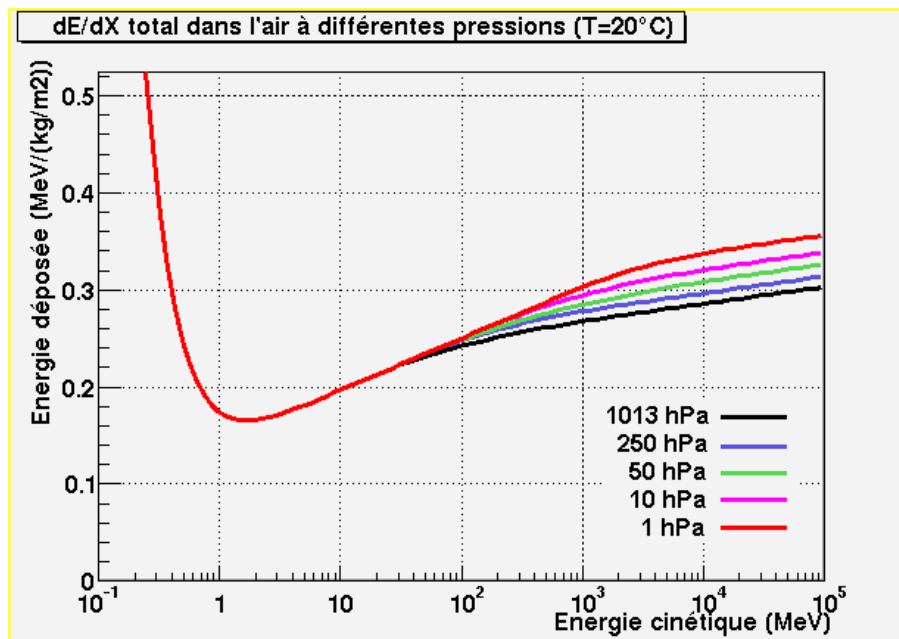


Figure 4. 9 : Energie déposée par ionisation dans l'air par un électron en fonction de son énergie cinétique.

L'énergie totale perdue par ionisation n'est pas déposée localement le long de la trace mais dans un volume correspondant au libre parcours moyen des électrons secondaires. La plupart des expériences de mesure de la fluorescence se font dans des volumes de quelques centimètres de côté. A partir d'une certaine énergie (qui diffère pour chaque expérience), l'ensemble de l'énergie perdue par ionisation ne se dépose plus dans le volume de la chambre de mesure. Il faut alors réintroduire une énergie seuil correspondant à l'énergie d'un électron ayant un libre parcours moyen supérieur à la taille de cette chambre (quelques centimètres). Cette énergie varie évidemment suivant la pression du gaz.

La figure 4.10 représente l'énergie déposée par ionisation par grammage (dE/dX) dans un volume d'air de 10 cm de côté pour deux pressions différentes.

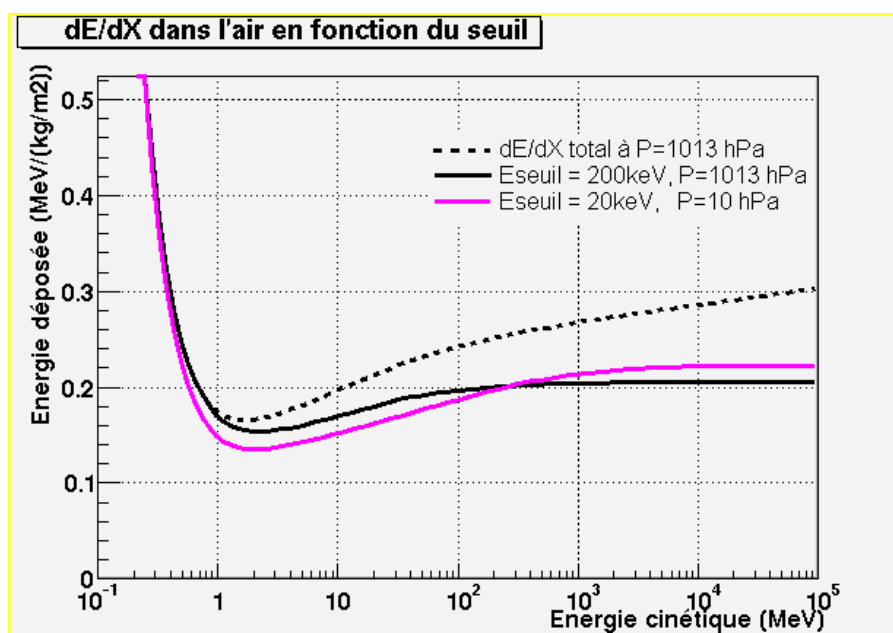


Figure 4. 10 : Energie déposée par ionisation dans un petit volume d'air (~1 litre) à 1013hPa et 10hPa

En conclusion on peut dire que l'énergie déposée par ionisation n'a un sens que dans un volume donné puisque elle dépend de l'énergie seuil choisie pour séparer les rayons delta de l'ionisation locale. Pour connaître exactement l'énergie déposée dans une expérience de mesure de la fluorescence il faut donc faire une simulation complète du dispositif expérimental.

d) Dépendance avec la source d'excitation

Par le passé trois expériences ont mesuré la variation de la production de lumière en fonction de l'énergie des particules excitatrices. Paul Hartman[111] a mesuré le rendement de la raie 1N(0,0) émise par de l'air soumis à des électrons peu énergétique entre 165 eV et 1000 eV, il n'a trouvé aucune variation significative. De même Kenneth B. Mitchell[112] a mesuré le rendement des bandes 1N et 2P émises par de l'air sous un rayonnement X en fonction de l'énergie des rayons X entre 0,9 keV et 8 keV. Aucune dépendance n'a été détectée.

L'hypothèse d'une production de lumière proportionnelle à l'énergie déposée semble donc tout à fait valide même à assez basse énergie ($E > 200$ eV). Cependant elle reste tout de même fautive pour des particules d'énergie proches de l'énergie des états excités par exemple un électron de 15 eV peut activer le système 2P mais en aucun cas le système 1N de N_2^+ .

Pour des particules de haute énergie telles que les particules d'une gerbe atmosphérique (80 MeV), la seule expérience qui a pour l'instant mesuré cette dépendance est celle de Kakimoto et al [114] publiée en 1996. Cette expérience a étudié la production de lumière par fluorescence de l'air irradié par des électrons de 1,4 MeV provenant d'une source radio-active Sr90, et par des électrons de 300 MeV, 650 MeV et 1000 MeV provenant d'un faisceau test. La figure 4.11 représente la quantité de lumière produite par mètre entre 300 nm et 400 nm en fonction de l'énergie. Les points de mesure sont superposés à la courbe théorique du dE/dX .

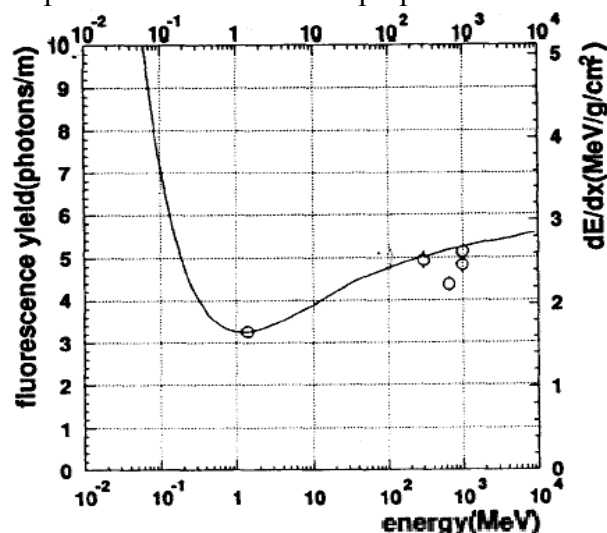


Figure 4. 11 : Production de lumière par fluorescence de l'air en fonction de l'énergie des électrons incidents (rond) superposée à l'énergie perdue par la particule : dE/dX total (courbe) [114]

La production de lumière semble bien suivre la courbe de l'énergie déposée. Bien que l'expérience ait de fortes erreurs systématiques (comme le prouve la dispersion des différentes mesures), on peut noter tout de même que les points à haute énergie sont tous inférieurs à la courbe théorique proportionnelle à l'énergie totale perdue. Ce fait peut être simplement expliqué par l'effet de délocalisation de l'énergie déposée par les rayons delta (effet non pris en compte par Kakimoto).

4. Inhibition par collision dans le diazote

Quand une molécule est isolée elle ne peut se désexciter qu'en émettant un photon (par fluorescence). Cependant quand elle est au sein d'un milieu il existe d'autres processus de désexcitation non radiatifs. Il y a alors compétition entre les différents processus et la fluorescence peut être inhibée.

Dans un gaz, les molécules sont libres les unes par rapport aux autres (sans interaction) mais elles peuvent entrer en collision. Lorsqu'une molécule excitée heurte une molécule du gaz, elle peut se désexciter sans émettre de photon. Ce phénomène est un processus inhibiteur de la fluorescence.

D'après la théorie thermodynamique de cinématique des gaz, si l'on considère le diazote comme un gaz parfait, le temps moyen entre deux collisions est :

$$\tau_c = \frac{l_c}{v_c} = \frac{\frac{1}{\sigma_{nn} n_N}}{\sqrt{\frac{8kT}{\pi} \frac{2}{m_N}}} = \frac{1}{\sigma_{nn} n_N \cdot 4 \sqrt{\frac{kT}{\pi m_N}}} \quad (4.8)$$

Où v_c est la vitesse moyenne de collision de deux molécules, σ_{nn} la section efficace de collision de deux molécules, n_N la densité de molécules et m_N la masse du diazote. T est la température du gaz et k la constante de Boltzmann.

On peut aussi exprimer τ_c en fonction de la pression P du gaz : $P = n_N kT$.

$$\tau_c = \frac{1}{P} \frac{\sqrt{\pi k T m_N}}{4 \sigma_{nn}} \quad (4.9)$$

Pour une molécule d'azote dans l'état excité e, le temps moyen entre deux collisions est obtenu en remplaçant la section efficace σ_{nn} par la section efficace de désexcitation de la molécule par collision σ_{en} .

$$\tau_{e_c} = \frac{1}{P} \frac{\sqrt{\pi k T m_N}}{4 \sigma_{en}} \quad (4.10)$$

La section efficace σ_{en} varie avec la température. En effet pour qu'une réaction chimique telle que la désexcitation se produise il faut que l'énergie de collision soit supérieure à une énergie critique E_c . Dans ce cas la section efficace varie suivant une loi de Boltzmann :

$$\sigma_{en} = \sigma_{en_0} \cdot e^{-\frac{E_c}{kT}} \quad (4.11)$$

On note τ_e le temps de vie moyen de l'état excité e et τ_{e_0} le temps de vie moyen de ce même états quand la molécule est totalement isolée (pas de collision). La compétition entre les différents processus de désexcitation s'exprime par l'équation :

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{e_0}} + \frac{1}{\tau_{e_c}} \quad (4.12)$$

On définit alors Q_e le facteur d'inhibition (quenching) de la fluorescence provenant de l'état excité e comme la probabilité de désexcitation grâce à un processus radiatif. Ce facteur illustre le rapport entre les processus radiatif et non radiatif de désexcitation.

$$Q_e = \frac{\frac{1}{\tau_{e_0}}}{\frac{1}{\tau_e}} = \frac{\tau_e}{\tau_{e_0}} \quad (4.13)$$

A basse pression le facteur d'inhibition tend vers 1 puisqu'il y a de moins en moins de collisions alors qu'à haute pression il tend vers 0. On caractérise la variation de ce facteur avec la pression en définissant une pression de référence P_e' pour laquelle $Q_e=0,5$. Lorsque $P=P_e'$ il y a équiprobabilité entre les processus radiatif et non radiatif : $\tau_{e0} = \tau_{ec}$.

$$P_e' = \frac{\sqrt{\pi k T m_N}}{4 \sigma_{en}} \cdot \frac{1}{\tau_{e0}} = \frac{\tau_{ec} \cdot P}{\tau_{e0}} \quad (4.14)$$

On a alors :

$$Q_e = \frac{1}{1 + \frac{\tau_{e0}}{\tau_{ec}}} = \frac{1}{1 + \frac{P}{P_e'}} \quad (4.15)$$

5. Inhibition due à l'oxygène et à la vapeur d'eau

L'air est composée d'un mélange de plusieurs gaz. Les molécules d'azote excitées qui vont produire la fluorescence peuvent entrer en collision avec tous les types de molécule présents. Certaines molécules telles que O_2 et H_2O sont des molécules très réactives qui ont une section efficace d'interaction avec les molécules excitées beaucoup plus importante que celle de la molécule N_2 qui est presque chimiquement inerte. Un petit ajout de telles molécules peut alors avoir un grand effet sur l'inhibition de la fluorescence.

La cinétique de collision entre deux molécules de masse différentes est obtenue en remplaçant dans l'équation 4.10, la masse du diazote par la masse réduite¹⁴ entre les deux molécules et la densité d'azote par la densité du gaz considéré.

Ainsi pour le dioxygène on a :

$$\tau_{ec}^{O_2} = \frac{1}{\sigma_{eo} n_O \sqrt{\frac{8kT}{\pi} \frac{m_N + m_O}{m_N m_O}}} = \frac{1}{P_O} \frac{\sqrt{\pi k T m_N}}{4 \sigma_{eo}} \sqrt{\frac{2 m_O}{m_N + m_O}} \quad (4.16)$$

Et pour la vapeur d'eau :

$$\tau_{ec}^{H_2O} = \frac{1}{\sigma_{e,eau} n_{eau} \sqrt{\frac{8kT}{\pi} \frac{m_N + m_{eau}}{m_N m_{eau}}}} = \frac{1}{P_{eau}} \frac{\sqrt{\pi k T m_N}}{4 \sigma_{e,eau}} \sqrt{\frac{2 m_{eau}}{m_N + m_{eau}}} \quad (4.17)$$

Avec m_O et m_{eau} les masses respectives de la molécule de dioxygène et de la molécule d'eau ; P_O et P_{eau} les pressions partielles respectives du dioxygène et de la vapeur d'eau et enfin σ_{eo} et $\sigma_{e,eau}$ les sections efficaces de désexcitation de l'état e par une molécule d'oxygène et d'eau.

On définit ainsi de suite, un temps moyen de collision pour toutes les molécules entrant dans la composition de l'air. Le temps moyen global de désexcitation par collision de l'état e vérifie alors :

$$\frac{1}{\tau_{ec}} = \sum_i \frac{1}{\tau_{ec}^i} = \sum_i \frac{P_i \cdot 4 \sigma_{ei}}{\sqrt{\pi k T m_N}} \sqrt{\frac{m_N + m_i}{2 m_i}} \quad (4.18)$$

¹⁴ la masse réduite μ de deux masses m_A et m_B est $\mu = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}$

On simplifie alors l'expression 4.18 en introduisant les coefficients de désactivation k_e^i de chaque composant de l'air. D'un point de vu théorique ces coefficients ne dépendent que de la température du gaz :

$$k_e^i = \frac{4\sigma_{ei}}{\sqrt{\pi k T m_N}} \sqrt{\frac{m_N + m_i}{2m_i}} \quad (4.19)$$

Pour le temps de collision obtient alors :

$$\frac{1}{\tau_{e_c}} = \sum_i k_e^i \cdot P_i \quad (4.20)$$

Les coefficients de désactivation des états excités $C^3\Pi_u$ $v'=0$ et $v'=1$ de N_2 par l'azote, l'oxygène, la vapeur d'eau, le gaz carbonique et le méthane ont été mesurés par Henri Brunet pendant sa thèse soutenue en 1973[113]. Plus récemment Pancheshnyi, Strarikovskaia et Strarikovskii ont mesuré les coefficients de désactivation des états $B^2\Sigma_u^+$ $v'=0$ de N_2^+ et $C^3\Pi_u$ $v'=0, 1, 2$ et 3 de N_2 par l'azote, l'oxygène, l'hydrogène et la vapeur d'eau. Les résultats ont été publiés dans deux articles en 1998[116] et 2000[117]

Ces deux expériences ont déterminé les coefficients de désactivation grâce à la mesure du temps de vie de l'état excité en fonction de la pression partielle du composant. Les résultats de ces deux expériences sont donnés par le tableau 4.3. Ces mesures recouvrent les principaux états excités des bandes 1N et 2P et les principaux composants de l'air. Les résultats des différentes mesures sont compatibles entre elle (à 25% près).

On remarque cependant qu'il manque les coefficients de désactivation de l'argon et des gaz rares présents dans l'air car ils ont une interaction plus compliquée avec la fluorescence de l'azote.

Expérience	Etat	τ_0 (ns)	k^{N_2} (Pa ⁻¹ s ⁻¹)	k^{O_2} (Pa ⁻¹ s ⁻¹)	k^{H_2O} (Pa ⁻¹ s ⁻¹)	k^{CO_2} (Pa ⁻¹ s ⁻¹)
Brunet [113]	$C^3\Pi_u$ $v'=0$	31,2	$2,83 \cdot 10^3$	$67,5 \cdot 10^3$	$104 \cdot 10^3$	$87 \cdot 10^3$
	$C^3\Pi_u$ $v'=1$	36,2	$6,76 \cdot 10^3$	$75 \cdot 10^3$	$99 \cdot 10^3$	$82 \cdot 10^3$
Pancheshnyi et al 00 [117]	$C^3\Pi_u$ $v'=0$	42	$3,19 \cdot 10^3$	$73,7 \cdot 10^3$	$95,8 \cdot 10^3$	
	$C^3\Pi_u$ $v'=1$	41	$7,12 \cdot 10^3$	$76,1 \cdot 10^3$	$90,9 \cdot 10^3$	
	$C^3\Pi_u$ $v'=2$	39	$11,3 \cdot 10^3$	$90,9 \cdot 10^3$	$98,3 \cdot 10^3$	
	$C^3\Pi_u$ $v'=3$	41	$10,6 \cdot 10^3$	$106 \cdot 10^3$	$111 \cdot 10^3$	
Pancheshnyi et al 98 [116]	$C^3\Pi_u$ $v'=0$	37	$2,21 \cdot 10^3$	$66,3 \cdot 10^3$	$74,7 \cdot 10^3$	
	$B^2\Sigma_u^+$ $v'=0$	62	$51,6 \cdot 10^3$	$125 \cdot 10^3$	$211 \cdot 10^3$	

Tableau 4. 3: Temps de vie à pression nulle et coefficients de désactivation de l'état $C^3\Pi_u$ par différents composants de l'air (N_2 , O_2 , H_2O , CO_2)

6. Catalyse due à l'argon

Dans les scintillateurs à argon utilisés en physique nucléaire, on ajoute souvent un peu d'azote pour décaler la longueur d'onde de la fluorescence de l'argon (220 nm) vers des longueurs d'onde plus visibles[108]. En effet l'argon excité transfère son excitation aux molécules d'azote par un mécanisme assez complexe lors de collision. Ainsi même si le mélange de gaz est principalement de l'argon l'émission de lumière provient de la fluorescence de l'azote. Le meilleur rendement de production de lumière est pour un mélange 97% d'Ar et 3% de N_2 .

L'argon ne peut exciter que les états $C^3\Pi_u$ de N_2 car ses états excités se trouvent à des énergies inférieures à celles des états $B^2\Sigma_u^+$ comme on peut le voir sur la figure 4.12.

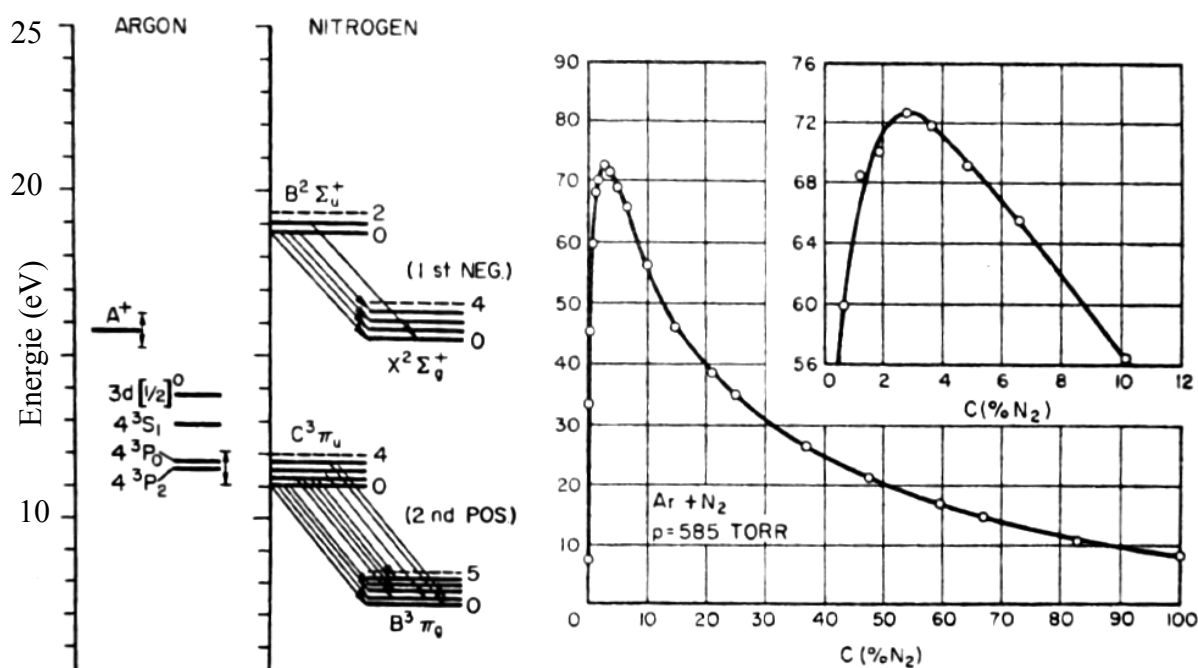


Figure 4. 12 : Rendement de la fluorescence de l'azote en fonction de la concentration d'azote dans un mélange (Ar/N₂) à 780hPa mesuré par Grün et Schopper en 1954 [107]. Courbes extraites de [108].

L'air sec est composé de 78,08% de N_2 et 0,93% de Ar soit un mélange relatif de (98,8/1,2)%. D'après les mesures de Grün et Schopper[107] un tel mélange produit 2,3% de lumière de plus que l'azote pur. On pourrait alors considérer l'air comme un mélange composé de 79,01% de N_2 produisant 2,3% de lumière en plus.

Cependant on a aucune idée de l'effet de l'oxygène sur ce processus de catalyse (aucune mesure). L'oxygène qui est plus réactif, a certainement une section efficace de désexcitation de l'argon bien supérieure à celle de l'azote et pourrait complètement annihiler cet effet. Bunner estime la catalyse de la fluorescence de l'air par l'argon inférieure à 1%[110]. Cet effet est certainement négligeable par rapport à la précision des mesures actuelles.

Dans la suite, pour modéliser la fluorescence de l'air on considérera l'argon comme des molécules d'azote. C'est-à-dire que l'énergie déposée dans l'argon produira la même fluorescence que l'azote et que le coefficient de désexcitation de l'azote par collision sera le même que celui de l'azote ($k^{Ar} = k^{N_2}$). L'air sec sera alors assimilé à un mélange 79,01% de N_2 , 20,95% de O_2 et 0,04% de CO_2 .

7. Dépendance en pression

Pour caractériser la dépendance en pression on a défini une pression de référence pour laquelle il y a équiprobabilité entre les processus radiatifs et non radiatif ($Q=0,5$). Théoriquement cette pression est définie pour chaque état excité et varie suivant la température et la composition de l'air.

Le pouvoir d'annihilation par collision dépend de la pression partielle de chaque composant. Pour se ramener à la pression absolue de l'air P , on introduit les coefficients de proportion volumique f_i de chaque composant i . (voir le tableau 4.1)

$$P = \sum_i f_i \cdot P_i \quad (4.21)$$

Le temps moyen global de désexcitation par collision de l'état e donnée par l'équation 4.18 devient alors :

$$\frac{1}{\tau_{e_c}} = \frac{4P}{\sqrt{\pi k T m_N}} \sum_i f_i \sigma_{ei} \sqrt{\frac{m_N + m_i}{2m_i}} \quad (4.22)$$

On obtient la valeur de la pression de référence P'_e d'un état e en remplaçant τ_{e_c} par τ_{e_0} dans l'expression 4.22 puisqu'à cette pression les deux temps de vie sont égaux :

$$P'_e = \frac{\sqrt{\pi k T m_N}}{4\tau_{e_0}} \frac{1}{\sum_i f_i \sigma_{ei} \sqrt{\frac{m_N + m_i}{2m_i}}} \quad (4.23)$$

On peut simplifier cette expression grâce aux coefficients de désactivation définie par l'équation 4.19. On obtient alors :

$$P'_e = \frac{1}{\tau_{e_0} \sum_i f_i k_e^i} \quad (4.24)$$

Le modèle de Bunner[110] développé en 1967 à partir d'une compilation des données de l'époque fournit la pression P' pour la plupart des états excités des systèmes 1N et 2P pour de l'air sec à 20°C.

En 1970, Michell[112] a publié une mesure de la dépendance en pression de la fluorescence d'un mélange gazeux composé de 80% d'azote et de 20% d'oxygène pour des pressions comprises entre 0,4 hPa et 800 hPa.

En 2003, Nagano et al.[119] ont mesuré cette dépendance pour un mélange gazeux : 78,8% de N_2 et 21,2% d' O_2 pour des pressions allant de 1 hPa à 1000hPa. Ils ont étudié la variation de la production de lumière de 15 raies entre 300 nm et 430 nm. Pour chacune d'entre elles, ils ont déterminé une pression de référence P' . Théoriquement les P' des raies qui proviennent d'un même état excité ne peuvent pas être différentes. Comme ils obtinrent des mesures très différentes pour des raies liées à un même état excité (cf tableau 4.4), ils ont proposé d'en faire une moyenne pour obtenir la pression de référence de l'état excité P'_e [120].

D'autre part on peut calculer les pressions de référence de ces mélanges à partir des coefficients de désactivation mesuré par Brunet et Pancheshnyi. La comparaison des résultats de ces différentes expériences apparaît dans le tableau 4.4.

Bandes	Pression de référence P' (hPa)								
	Nagano : 78,8/21,2		Bunner	Brunet		Pancheshnyi		Mitchell	
	Par raie	Moy.		78,8/21,2	80/20	78,8/21,2	80/20	80/20	
2P(0-v'')	337,1	19,2	18,1	20,0	19.4	20.3	13,1 17,1	13,8 18	13,2
	357,7	18.1							
	380,5	19,4							
	405,9	12,3							
2P(1-v'')	315,9	23	25,6	8,66	13	13.5	11,2	11,7	
	353,7	31							
	375,6	34							
	399,8	24,2							
	427,0	72							
2P(2-v'')	394,3	24	7,9	6,13			9,1	9,4	
	420,1	7,3							
2P(3-v'')	328,5	40		3,33			7,9	8,2	
	414,1	19,3							
1N(0-v'')	391,4	5,02	4,83	1,33			2,4	2,43	1,23
	427,8	3,86							

Tableau 4. 4 : Pressions de référence de la fluorescence de l'air mesuré par différentes expériences

Si pour la bande principale 2P(0-v'') on obtient bien une pression de référence de l'ordre de 18 hPa pour toutes les expériences, on remarque que les résultats diffèrent fortement d'une expérience à l'autre pour toutes les autres bandes.

La mesure de P' par Nagano pour les bandes 2P(1-v'') et 1N(0-v'') est environ trois fois supérieure à celle donnée par Bunner. Cet écart très important peut provenir d'une différence entre les dispositifs expérimentaux utilisés pour les mesures. En effet Nagano utilise des filtres d'une largeur de bande d'environ 10 nm alors que les autres expériences utilisent des monochromateurs avec une précision de l'ordre du nm. On peut imaginer qu'une mesure avec des filtres est plus « pollué » par le reste du spectre qu'une mesure avec un monochromateur. Cet effet est naturellement plus visible sur les raies de faibles intensités.

Les bandes 2P(1-v''), 2P(2-v''), 2P(3-v'') et 1N(0-v'') pour lesquelles la pression de référence peut varier du simple au triple entre les différentes mesures, représentent environ 40% de la production de lumière par fluorescence. Il est donc impératif de comprendre l'origine de ces différences expérimentales pour réussir à modéliser la fluorescence de l'air avec une incertitude de inférieure à 10%.

8. Production de lumière par fluorescence de l'air

Le nombre N_λ de photons produits par fluorescence pour une raie de longueur d'onde λ correspondant à la transition entre l'état excité e d'état vibratoire v' et un autre état électronique d'état vibratoire v'' , est égal au nombre d'état excité e qui se sont désactivés par un processus radiatif. D'autre part l'énergie totale émise à cette longueur d'onde est égale au produit entre l'énergie déposée E_{dep} et le rendement de la fluorescence η_λ . On a donc :

$$N_\lambda = N_e \cdot Q_e \cdot A^{v'v''} = \frac{\eta_\lambda \cdot E_{dep}}{E_\lambda} \quad (4.25)$$

Avec E_λ l'énergie d'un photon de longueur d'onde λ , Q_e le facteur d'inhibition et $A^{v'v''}$ le coefficient de Franck-Condon.

Dans l'approximation très réaliste où la fluorescence de l'air est proportionnelle à l'énergie déposée, le rendement de fluorescence ne dépend pas de la nature et de l'énergie de la particule excitatrice. Elle dépend alors seulement des caractéristiques du gaz (Pression, Température, Humidité). Dans ce modèle le rendement de la raie λ s'exprime comme :

$$\eta_\lambda = x_N \cdot \frac{\varepsilon_e \cdot E_\lambda}{I} \cdot Q_e \cdot A^{v'v''} \quad (4.26)$$

Avec ε_e , I , $A^{v'v''}$ et E_λ des constantes définies pour chaque raie λ .

Le facteur x_N est la proportion massique d'azote qui dépend donc de la composition de l'air. Dans l'air sec x_N vaut environ 76,7% (en prenant aussi en compte l'argon). Enfin le facteur d'inhibition Q_e varie suivant la pression, la température et la composition du gaz

a) Rendement à pression nulle

Paul L. Hartmann a étudié en détail la fluorescence de l'air à basse pression pour des pressions comprises entre 4 Pa et 128 Pa. Il a montré qu'en dessous d'environ 0,1 hPa le rendement de la fluorescence entre 300 nm et 500 nm est quasiment invariant avec la pression. A cette pression l'inhibition due aux chocs devient négligeable ($Q_e = 1$).

On appelle rendement à pression nulle (η_0), le rendement vers lequel tend la fluorescence quand la pression tend vers zéro. Dans le modèle de la fluorescence proportionnelle à l'énergie déposée ce rendement ne dépend que de la proportion massique d'azote dans l'air.

$$\eta_{0_\lambda} = x_N \cdot \frac{\varepsilon_e \cdot E_\lambda}{I} \cdot A^{v'v''} \quad (4.27)$$

Le tableau 4.5 compare les résultats de la mesure η_0 de différentes expériences. Bunner a calculé le rendement de la plupart des raies excepté celles issues de $B^2\Sigma_u^+ v=1$ qui sont pourtant bien répertoriées sur le spectre de Hartman (figure 4.2). Ce dernier ne donne cependant explicitement que le rendement des six principales raies.

Mitchell[112] fournit ceux de quatre raies qui ont une valeur toujours supérieure à celle mesurée par Hartmann. Il impute cette différence à des erreurs de mesure plutôt qu'à une différence fondamentale entre une excitation par rayons X (Mitchell) et par électrons énergétiques (Hartmann).

Nagano a étudié la fluorescence de 15 raies entre 300 et 430 nm, ainsi que la production globale entre 300 et 400 nm grâce à un filtre large du même type que l'expérience HiRes.

Système	Raie (nm)	η_0 (ppm)				
		Bunner	Nagano		Hartman	Mitchell
			Air	N ₂ *0,765		
2P de N ₂	2P(3-0) 282,0	110				
	2P(3-1) 296,2	140				
	2P(2-0) 297,7	160				
	2P(3-2) 311,7	50				
	2P(2-1) 313,6	290				
	2P(1-0) 315,9	500	480	390	970	
	2P(3-3) 328,5	154	88	86		
	2P(2-2) 330,9	20				
	2P(1-1) 333,9	41				
	2P(0-0) 337,1	820	1001	895	1300	2100
	2P(3-4) 346,9	63				
	2P(2-3) 350,0	40				
	2P(1-2) 353,7	290	77	88		
	2P(0-1) 357,7	615	782	694	1280	
	2P(3-5) 367,2	46				
	2P(2-4) 371,1	100				
	2P(1-3) 375,6	271	120	149		
	2P(0-2) 380,5	213	246	236	335	480
	2P(3-6) 389,4	30				
	2P(2-5) 394,3	64	42	60		
	2P(1-4) 399,8	160	85	83		
	2P(0-3) 405,9	67	149	72	120	140
	2P(3-7) 414,1	17	33	13		
	2P(2-6) 420,1	46	86	26		
	2P(1-5) 427,0	35	7	11		
	2P(0-4) 434,4	19				
1N de N ₂ ⁺	1N(0-0) 391,4	3300	960	964	3570	5300
	1N(0-1) 427,8	1100	457	313		
	1N(0-2) 470,9	200				

Tableau 4. 5 : Rendement à pression nulle de la fluorescence de l'air pour les systèmes 2P et 1N (en ppm).

b) Rendement à pression atmosphérique

A pression atmosphérique la fluorescence est inhibée par les collisions entre molécules. Le rendement est alors beaucoup plus faible qu'à pression nulle. En introduisant le rendement de la fluorescence à pression nulle η_{0_λ} défini par l'équation 4.27 dans l'équation 4.26 et en remplaçant le facteur d'inhibition Q_e par sa variation en fonction de la pression P décrite par l'équation 4.15, on obtient la formule suivante:

$$\eta_\lambda = \frac{\eta_{0_\lambda}}{1 + \frac{P}{P_e'}} \quad (4.28)$$

Où P_e' la pression de référence de l'état excité.

Le tableau 4.6 compare les rendements obtenus grâce aux modèles de Bunner et Nagano, aux mesures de Davidson et O'Neil[109] à une pression de 800 hPa. Il est important de noter que le modèle de Bunner est basé en partie sur les mesures de Davidson et O'Neil.

Système	Raie (nm)	$\eta_{800 \text{ hPa}} \text{ (ppm)}$		
		Bunner	Nagano	Davidson & O'Neil
2P de N ₂	2P(3-0) 282,0	0,5		
	2P(3-1) 296,2	0,6		
	2P(2-0) 297,7	1,2		
	2P(3-2) 311,7	0,2		
	2P(2-1) 313,6	2,2		
	2P(1-0) 315,9	5,4	13,4	
	2P(3-3) 328,5	0,6	4,2	0,64
	2P(2-2) 330,9	0,15		
	2P(1-1) 333,9	0,4		
	2P(0-0) 337,1	20	23,5	21
	2P(3-4) 346,9	0,3		0,3
	2P(2-3) 350,0	0,3		0,2
	2P(1-2) 353,7	3,1	2,8	3,2
	2P(0-1) 357,7	15	17,3	15
	2P(3-5) 367,2	0,2		0,2
	2P(2-4) 371,1	0,8		0,8
	2P(1-3) 375,6	2,9	4,9	3
	2P(0-2) 380,5	5,2	5,8	5,2
	2P(3-6) 389,4	0,1		
	2P(2-5) 394,3	0,5	1,2	0,5
	2P(1-4) 399,8	1,7	2,5	1,8
	2P(0-3) 405,9	1,6	2,3	1,8
	2P(3-7) 414,1	0,1	0,8	0,13
	2P(2-6) 420,1	0,3	0,8	0,35
	2P(1-5) 427,0	0,4	0,6	
	2P(0-4) 434,4	0,5		0,46
1N de N ₂ ⁺	1N(0-0) 391,4	5,5	6,0	7
	1N(0-1) 427,8	1,8	2,2	2,7 (avec 2P(1-5))
	1N(0-2) 470,9	0,3		0,35
Somme 300/430		68,8	88,3	63,8 (320/430)

Tableau 4. 6 : rendement de l'air sec à 800 hPa (en ppm)

Les résultats des différentes expériences sont assez compatibles entre elles. Il y a seulement un écart d'environ 10% à 15% sur le rendement des raies principales. On note cependant de grosses différences sur les petites raies et sur la raie 2P(1-0) à 315,9 nm. Ces différences sur les rendements peuvent avoir la même origine que celles obtenues pour les pressions de référence P'. Davidson et O'Neil ont fait leur mesure avec un monochromateur alors que Nagano utilise des filtres intégrant le signal sur une largeur de bande supérieure. Les mesures de Nagano sur les raies peu intenses sont donc peut-être supérieures à celles de Davidson et O'Neil car il mesure en plus le rendement d'autres petites raies présentes dans le domaine spectral du filtre.

c) Production de lumière par fluorescence (FLY)

Pour détecter les gerbes atmosphériques grâce à la fluorescence de l'air, on mesure le flux lumineux sur un large domaine spectral. Le domaine choisi est celui où le rapport signal sur bruit est le meilleur. Par exemple HiRes mesure le flux intégré entre 300 et 400 nm.

On nomme FLY (Fluorescence Light Yield), le nombre de photons de fluorescence émis dans un domaine de longueur d'onde. On exprime la FLY soit par unité de longueur de trace de particule chargée (FLY/l), soit par unité d'énergie déposée dans l'air (FLY/E). Dans le modèle proportionnel à l'énergie déposée, la FLY sur le domaine de longueur d'onde $[\lambda_1, \lambda_2]$, est reliée au rendement de la fluorescence et à l'énergie déposée par la relation :

$$FLY_{\lambda_1/\lambda_2} = \sum_{\lambda > \lambda_1}^{\lambda < \lambda_2} N_\lambda = \sum_{\lambda > \lambda_1}^{\lambda < \lambda_2} \eta_\lambda \frac{E_{dep}}{E_\lambda} \quad (4.29)$$

La FLY/l est un paramètre intéressant car sa valeur est pratiquement constante pour des pressions supérieures aux pressions de références (environ 20 hPa). A l'altitude à laquelle se développent les gerbes la pression est supérieure aux pressions de références ($P > 100$ hPa). On l'utilise alors souvent pour représenter la variation de la production de lumière par fluorescence de l'atmosphère en fonction de l'altitude.

$$FLY/l_{\lambda_1/\lambda_2} = \rho \cdot dE/dX \cdot \sum_{\lambda > \lambda_1}^{\lambda < \lambda_2} \frac{\eta_\lambda}{E_\lambda} \quad (4.30)$$

Kakimoto et al.[114] ont proposé un modèle simple pour simuler la production de lumière dans l'air entre 300 et 400nm en fonction de la densité ρ et de la température T de l'air. Ce modèle considère qu'il n'y a que deux types de raie variant différemment.

$$FLY/l_{300/400nm} = \rho \cdot \frac{dE/dX}{(dE/dX)_{1.4MeV}} \left\{ \frac{A_1}{1 + \rho \cdot B_1 \sqrt{T}} + \frac{A_2}{1 + \rho \cdot B_2 \sqrt{T}} \right\} \quad (4.31)$$

Avec $A_1=89,0 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$, $B_1=1,85 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ K}^{-1/2}$, $A_2=55,0 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$ et $B_2=6,55 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ K}^{-1/2}$ et $(dE/dX)_{1.4MeV}$ l'énergie perdue par grammage par un électron de 1,4MeV.

Comme la FLY/l est proportionnelle à l'énergie déposée, elle change suivant les caractéristiques de la particule chargée incidente et suivant le volume d'air considéré autour de la trace (cf. variation du dE/dX figure 4.10). Ainsi même si la FLY/l est plus « parlante », il est préférable d'utiliser la FLY/E dans les simulations car elle ne dépend pas de la particule excitatrice.

$$FLY/E_{\lambda_1/\lambda_2} = \sum_{\lambda > \lambda_1}^{\lambda < \lambda_2} \frac{\eta_\lambda}{E_\lambda} \quad (4.32)$$

C. Nouveau modèle

Plusieurs modèles de fluorescence de l'air ont été proposés par le passé mais aucun d'entre eux ne prend en considération toute l'étendue des dépendances possibles et notamment la variation en fonction de l'humidité. Nous avons donc décidé de développer un nouveau modèle basé sur les mécanismes de la fluorescence décrits précédemment et sur les résultats des expériences antérieures.

Ces expériences sont de deux types : soit ce sont des mesures de physique moléculaire qui étudient en détail certains paramètres de la fluorescence (temps de vie, coefficient de désactivation...), soit ce sont des mesures dédiées à la détections des rayons cosmiques qui mesurent la fluorescence de façon globale (Kakimoto, Nagano...). Elles donnent parfois des résultats très différents (voir tableau 4.4). Notre modèle qui est une synthèse des différentes mesures, doit donc faire un compromis entre leurs résultats divergents.

En 1962, Bunner[110] avait déjà proposé une synthèse des résultats des mesures de l'époque. Cependant son modèle n'était valable que dans l'air sec. Notre modèle peut donc être vu comme une extension du modèle de Bunner capable de modéliser la fluorescence de l'air dans toutes les conditions atmosphériques.

Notre modèle suppose que la production de lumière par fluorescence est proportionnelle à l'énergie déposée dans l'air. Dans ce cas le rendement de la fluorescence ne dépend que des caractéristiques de l'air. On construit notre modèle en choisissant un rendement de la fluorescence de l'azote à pression nulle et des coefficients de désactivation par choc avec les molécules d'azote, d'oxygène et de vapeur d'eau, compatible avec les mesures présentés par le tableau 4.3 et qui donne une pression de référence à l'air du même ordre de grandeur que celle donnée par le tableau 4.4. Le choix de ces coefficients est fourni par le tableau 4.7.

Toutes les mesures de la fluorescence ayant été prises à une température proche de 20°C, on considère que les coefficients de désactivation choisis précédemment sont ceux correspondant à une température de 20°C. Notre modèle suppose que les sections efficaces de désactivation ne varient pas avec la température. Donc d'après l'équation 4.19, les coefficients de désactivation sont inversement proportionnels à la racine carrée de T.

A partir des paramètres choisis pour notre modèle, on peut déterminer le rendement de la fluorescence de tout mélange gazeux composé d'azote, d'oxygène et de vapeur d'eau à la pression P et à la température T, grâce à l'équation :

$$\eta_{\lambda}(P, T) = \frac{x_{N_2} \cdot \eta_{0_{\lambda}}^{N_2}}{1 + P \cdot \tau_{e_0} \left(f_{N_2} \cdot k_{e(20^\circ C)}^{N_2} + f_{O_2} \cdot k_{e(20^\circ C)}^{O_2} + f_{H_2O} \cdot k_{e(20^\circ C)}^{H_2O} \right) \sqrt{\frac{293,15}{T}}} \quad (4.33)$$

Dans cette formule construite à partir des équations 4.28, 4.27 et 4.24, x_{N_2} est la fraction massique d'azote et les f_i représentent les fractions moléculaires de chacun des composants.

Dans la partie A, on a vu que l'air atmosphérique peut être caractérisé par trois paramètres : sa pression P, sa température T et son taux de vapeur d'eau μ ($\mu = f_{H_2O}$). Pour simplifier l'équation 4.33, on choisit comme référence le rendement de l'air sec ($\mu=0$) à 20°C (293,15 K). D'après le tableau 4.1, l'air sec n'est pas composé seulement d'azote et

d'oxygène. Dans notre modèle, nous considérons alors l'azote et l'argon comme des molécules d'azote et tous les autres composés comme des molécules d'oxygène.

$$\text{Air sec} : f_{N_2} = 0,79 ; f_{O_2} = 0,21 \text{ et } f_{H_2O} = 0$$

Le rendement de l'air atmosphérique est alors modélisé par l'équation :

$$\eta_{\lambda}(P, T, \mu) = \frac{\eta_{0_{\lambda}}^{\text{airsec}} \left(1 - \frac{18}{29} \mu\right)}{1 + P \left(\frac{(1-\mu)}{P_{e(20^{\circ}C)}^{\text{airsec}}} + \frac{\mu}{P_{e(20^{\circ}C)}^{H_2O}} \right) \sqrt{\frac{293,15}{T}}} \quad (4.34)$$

Avec η_{0}^{airsec} le rendement à pression nulle de la fluorescence de l'air sec, $P_{e(20^{\circ}C)}^{\text{airsec}}$ la pression de référence de l'air sec à 20°C et $P_{e(20^{\circ}C)}^{H_2O}$ la pression de référence liée au coefficient de désactivation par la vapeur d'eau à 20°C :

$$P_{e(20^{\circ}C)}^{H_2O} = \frac{1}{\tau_{e_0} k_e^{H_2O}}$$

Le terme $\left(\frac{18}{29} \mu\right)$ correspond quant à lui à la fraction massique de vapeur d'eau dans l'air.

Le tableau 4.7 donne les paramètres de bases choisis pour notre nouveau modèle ($\eta_{0}^{N_2}$, τ_{e_0} et les k_e^i) ainsi que les valeurs des coefficients de la fluorescence de l'air (équation 4.34) calculée à partir de ces paramètres.

Bande	Raie (nm)	Paramètres de base					Fluorescence de l'air		
		$\eta_{0}^{N_2}$ (ppm)	τ_{e_0} (ns)	$k_e^{N_2}$ (ms ⁻¹ .Pa ⁻¹)	$k_e^{O_2}$ (ms ⁻¹ .Pa ⁻¹)	$k_e^{H_2O}$ (ms ⁻¹ .Pa ⁻¹)	η_{0}^{airsec} (ppm)	$P_{e(20^{\circ}C)}^{\text{airsec}}$ (hPa)	$P_{e(20^{\circ}C)}^{H_2O}$ (hPa)
2P (0-v'')	337,1	1300	37	2,5	62	100	1000	18	2,7
	357,7	980					750		
	380,5	325					250		
	405,9	120					90		
	434,4	30					22		
2P (1-v'')	315,9	915	38	6,5	80	95	700	12	2,8
	333,9	40					30		
	353,7	260					200		
	375,6	325					250		
	399,8	185					140		
2P (2-v'')	427,0	45	40	11	110	100	35	7,9	2,5
	297,7	195					150		
	313,6	325					250		
	350,0	40					30		
	371,1	115					90		
2P (3-v'')	394,3	80	41	13	140	110	60	6,1	2,2
	420,1	50					40		
	296,2	130					100		
	328,5	195					150		
	346,9	50					40		
1N (0-v'')	367,2	40	65	65	150	200	30	2,0	0,77
	389,4	25					20		
	391,4	3260					2500		
	427,8	1175					900		

Tableau 4. 7: Coefficients du nouveau modèle de fluorescence.

D. Fluorescence des gerbes atmosphériques

Grâce à notre nouveau modèle de fluorescence de l'air, on peut simuler la variation de la fluorescence en fonction des caractéristiques de l'air. La figure 4.13 représente la FLY/I entre 290 nm et 440 nm d'un électron de 10 MeV (On suppose ici que toute l'énergie est déposée par ionisation) en fonction de la pression, de la température et de l'humidité.

On remarque que la FLY/I est assez stable avec la pression jusqu'à environ 100 hPa avec une production d'environ 4,5 ph/m puis chute brutalement. Les variations avec la température et l'humidité sont beaucoup plus douces. La dépendance est presque linéaire, variant d'environ 20% entre les conditions extrémales rencontrées dans l'atmosphère.

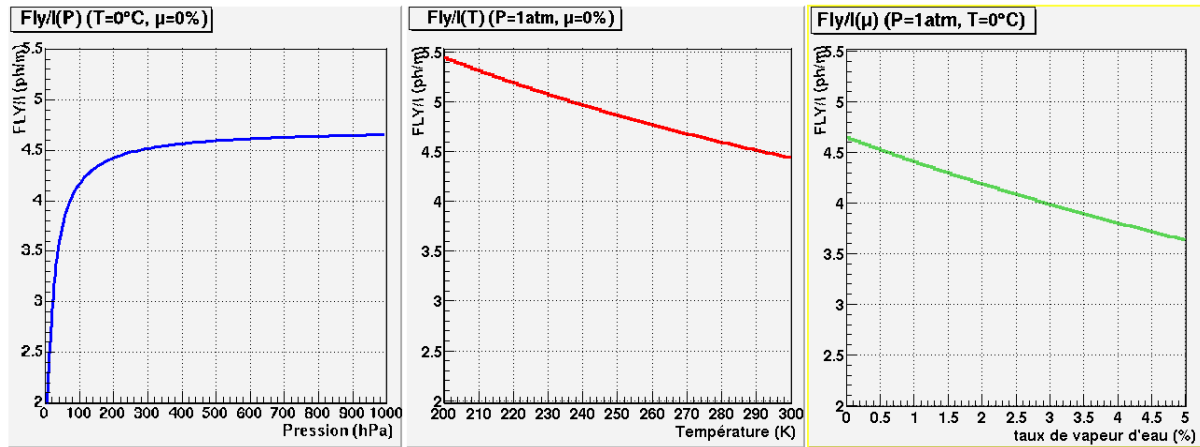


Figure 4. 13 : Variation de la FLY/I (296/435 nm) d'un électron de 10 MeV en fonction de la pression, la température et l'humidité de l'air.

En utilisant des modèles de profils d'atmosphère tel que l'US standard[91], on peut simuler la production de lumière par fluorescence en fonction de l'altitude. La figure 4.14 a été obtenue en utilisant les profils d'atmosphère représentés figure 4.1. Sur la zone d'atmosphère où se trouve la majorité des maxima de gerbes atmosphériques, on voit que quel que soit le modèle utilisé, la fluorescence est presque constante. C'est cette stabilité qui nous a permis de développer la méthode de reconstruction de l'altitude du maximum de la gerbe n'utilisant que le signal de fluorescence qui est décrite au chapitre 3.

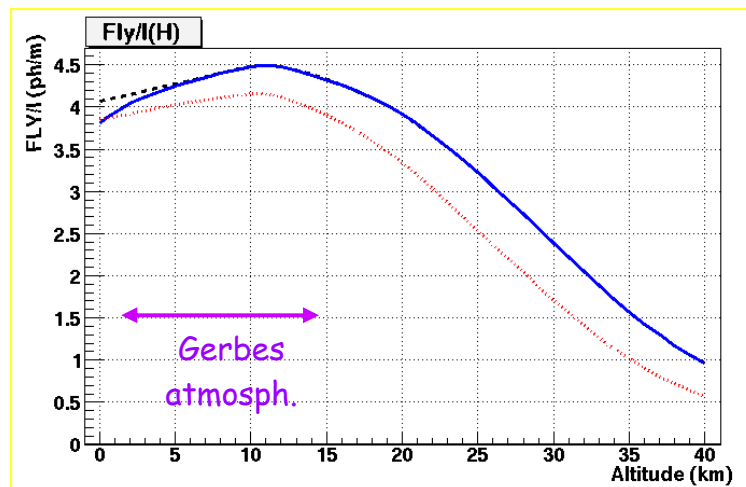


Figure 4. 14 : Variation de FLY/I (300/400 nm) en fonction de l'altitude avec le nouveau modèle (air sec en pointillé et air réaliste en trait plein) et avec le modèle de Kakimoto et al (pointillés fins en rouge).

E. Problèmes et défauts des modèles

1. le spectre

Les longueurs d'onde des raies du spectre de la fluorescence de l'air sont parfaitement connues et identifiées. Dans les modèles de fluorescences proposés par Bunner, Nagano ou par cette thèse, le spectre se limite seulement aux raies les plus intenses. Toutes les nombreuses raies peu intenses de ce spectre de bande ne sont pas prises en compte.

On peut s'interroger sur le critère utilisé pour choisir les raies caractéristiques de la fluorescence de l'air. A partir de quelle intensité doit-on considérer qu'une raie est négligeable ?

On voit que chacun répond différemment à cette question puisque Bunner découpe le spectre entre 300nm et 430nm en 24 raies, Nagano en a 15 alors que Hartman en repère 28.

On peut noter par exemple que aucun modèle ne prend en considération les raies provenant de l'état excité $B^2\Sigma_u^+ v=1$ qui sont pourtant clairement visibles sur le spectre d'Hartman à basse pression. Ces raies semblent disparaître très vite avec l'augmentation de la pression mais elles peuvent tout de même jouer un rôle à basse pression (c'est-à-dire à haute altitude). De plus la raie 1N(1-0) à 358,2 nm est très proche de la raie 2P(0-1) de 357,7nm. Les mesures centrées sur la raie 2P(0-1) peuvent donc être faussées et surestimer le rendement de cette raie à pression nulle.

2. le Rendement

Le rendement global de la production du lumière par fluorescence de l'air est le paramètre clef de la reconstruction de l'énergie des gerbes atmosphériques. Cependant l'intensité absolue de la fluorescence est une valeur très mal mesurée par les expériences de spectroscopie moléculaire car elle contient peu d'information sur la structure de la molécule.

Bunner estime la précision de son modèle à $\pm 30\%$ et Nagano estime l'erreur systématique de son dispositif expérimental à 13%. Si les mesures du Nagano sont effectivement relativement précises, elles ne mesurent pas la fluorescence de l'air dans toutes les conditions de pression, de température et d'humidité rencontrées par les gerbes atmosphériques. Le rendement n'a été mesuré que pour de l'air sec à température ambiante. L'incertitude sur le rendement réel de la fluorescence de l'air atmosphérique est en fait bien supérieure ($>20\%$).

3. Dépendances

a) Pression

La variation de la fluorescence de l'air avec la pression a été mesurée par de nombreuses expériences et la dépendance obtenue est tout à fait compatible avec la théorie. Cependant les valeurs obtenues pour la pression de référence P' diffèrent de manière significative entre les différentes expériences (voir tableau 4.4). Il y a notamment des incompatibilités sur la pression de référence des raies peu intenses.

De plus, aucune mesure à une pression supérieure à la pression atmosphérique n'a été réalisée. Il pourrait pourtant être intéressant de vérifier si le rendement de la fluorescence suit bien le modèle théorique à ces pressions.

b) Température

Au début de ma thèse aucune mesure de la variation de la fluorescence de l'air en fonction de la température n'avait été réalisée et aujourd'hui toujours aucune mesure n'est publiée.

Tous les modèles prédisent une variation du rendement de la fluorescence en \sqrt{T} . Pour trouver ce résultat, ils supposent que l'air est un gaz parfait et que la section efficace de désactivation des états excités de l'azote est indépendante de la température. Ces hypothèses semblent réalistes mais seule une mesure expérimentale pourra vérifier ce fait.

A l'heure actuelle il est impossible d'estimer correctement les erreurs des modèles de fluorescence de l'air sur la production de lumière aux basses températures régnant dans l'atmosphère.

c) Humidité

La variation de la fluorescence avec le taux d'humidité dans l'air n'a jamais été mesurée directement. Les seules mesures utilisables ont étudié l'inhibition de la vapeur d'eau dans l'azote en absence d'oxygène. On peut supposer que les coefficients de désactivation des états excités de la molécule d'azote par la vapeur d'eau ne changent pas en fonction de la présence ou non d'oxygène. Le modèle proposé dans cette thèse fait cette supposition et utilise les résultats de Brunet et Pancheshnyi pour décrire la dépendance de la fluorescence de l'air avec le taux d'humidité.

Il n'est cependant pas impossible que des molécules très réactives telles que l'eau et l'oxygène interagissent ensemble. Une mesure expérimentale vérifiant la prédiction théorique est alors aussi très souhaitable.

d) Source d'excitation

Les modèles de fluorescence de l'air supposent que la production de lumière par fluorescence est proportionnelle à la quantité d'énergie déposée dans l'air. Cette hypothèse a été vérifiée expérimentalement pour des électrons de différentes énergies, des rayons X et des rayons α .

Cependant les gerbes atmosphériques sont composées d'une multitude d'autres particules élémentaires et notamment des positons qui déposent presque autant d'énergie dans l'air que les électrons de la gerbe (voir figure 1.17 chapitre 1). Le comportement de la fluorescence de l'air pourrait alors bien être légèrement différent dans les gerbes atmosphériques de celui mesuré en laboratoire en utilisant des faisceaux d'électrons.

Si l'hypothèse de proportionnalité n'est pas juste, on s'attend à une variation du rendement de la fluorescence avec l'âge de la gerbe car la composition et l'énergie des particules de la gerbe changent au cours de son développement.

Aucune mesure de la fluorescence de l'air induite par une gerbe électromagnétique n'avait été envisagée avant cette thèse. Cette lacune a bien évidemment été comblée grâce à l'expérience MACFLY décrite aux chapitres 5,6 et 7.

F. Nouvelles mesures

1. Collaboration internationale

En octobre 2002, la communauté scientifique des chercheurs utilisant la fluorescence de l'air pour détecter les rayons cosmiques s'est réunie à Salt Lake City pour le premier atelier international sur la fluorescence (First International Workshop on Air Fluorescence : FIWAF[122]).

Lors de cette réunion un état de l'art a été fait. Aux vues de nos incertitudes sur le phénomène et de l'incompatibilité entre les résultats de HiRes et de AGASA, la nécessité de nouvelles mesures est apparue évidente pour tout le monde.

M. Nagano présenta les résultats préliminaires de son groupe qui furent publiés par la suite[119]. Une dizaine d'autres groupes annoncèrent leur intention d'effectuer de nouvelles mesures pour compléter nos connaissances ou les confronter à des conditions proches de celles rencontrées dans les gerbes atmosphériques.

Les différents projets d'expérience présentés utilisent des méthodes de mesure différentes. Ils sont donc sujets à des erreurs systématiques différentes. Il a été décidé que ces mesures se feraient en parallèle indépendamment mais que les équipes resteraient en contact pour résoudre certains problèmes communs. Ainsi environ tous les 15 mois, la communauté se réunit pour présenter l'état d'avancement des projets, les premiers résultats, les méthodes d'étalonnage utilisées ou les modèles de simulation implémentés.

C'est dans cette optique que s'est déroulé en décembre 2003 à Bad Libenzel en Allemagne le deuxième atelier sur la fluorescence AirLight03[123]. De même en février 2005 s'est tenue la troisième rencontre : IWFM05[124] que nous avons organisé à Habère-Poche, un petit village station entre Annecy et Genève.

Participant à ces trois ateliers, j'ai présenté le projet MACFLY au nom du LAPP dès le FIWAF. Par la suite j'ai présenté le déroulement de cette expérience que j'ai mise au point et dont j'ai analysé les résultats pendant la suite de ma thèse.



Figure 4. 15 : Photo des participants à l'IWFM05

2. Nouvelles expériences

On peut classer les nouvelles expériences en deux types.

Le premier type sont des expériences assez semblables à celles du passé qui tentent de mesurer tel ou tel effet mal connu ou peu étudié tel que la dépendance en température ou en humidité. Elles utilisent un monochromateur ou des filtres étroits centrés sur la raie étudiée comme le fait Nagano. Elles ont une approche assez théorique de la fluorescence et essaient par une meilleure compréhension des mécanismes internes de la fluorescence de prédire la production de lumière par les gerbes atmosphériques.

Les expériences du deuxième type ont une approche plus expérimentale. Elles mesurent directement la lumière globale produite par des gerbes électromagnétiques ou par des particules rencontrées dans les gerbes atmosphériques. Elles utilisent des filtres à large bande spectrales du même type que ceux utilisés dans les expériences de mesure des RCUE. Elles tentent enfin de se placer dans des conditions atmosphériques proches de celles rencontrées dans les gerbes. Cette démarche est assez proche de celle de Kakimoto et al.[114].

Les expériences du premier type sont réalisées en laboratoire. Elles utilisent comme excitateurs des particules de basse énergie (entre 0.01 MeV et 2 MeV) produites par des canons à électrons ou des sources radioactives. Au contraire les expériences de deuxième type ont besoin de faisceaux des particules très énergétiques qui nécessitent des infrastructures importantes.

Dans les expériences du premier type, on trouve une expérience à l'UCM de Madrid étudiant la fluorescence à basse pression, une au LIP à Coïmbre mesurant la dépendance en température, une au TUM-ph à Munich qui s'intéresse plus particulièrement à la dépendance en humidité, une au collège de France à Paris en cours de développement et enfin une expérience au Forschungs-zentrum de Karlsruhe nommée AirLight très semblable à l'expérience de Nagano et al., en plus complète.

Dans les expériences du deuxième type on trouve l'expérience FLASH utilisant le faisceau test de SLAC, l'expérience AirFLY utilisant le faisceau de Frascati, l'expérience MACFLY au CERN et enfin une expérience à Campinas utilisant le faisceau du LCLS.

Certaines expériences ont une double approche de la fluorescence comme par exemple l'expérience FLASH qui utilise douze filtres étroits et un monochromateur ou l'expérience AirLight qui utilise le filtre large MUG-6 utilisé par HiRes.

Le tableau 4.7 résume les caractéristiques des différentes expériences ayant participé aux ateliers internationaux sur la fluorescence de l'air.

Nom/ Lieu		Source	Energie	Gaz	Spectre	Dépendances	Etalonnage	temps de vie	acquisition	Simulation
MACFLY	MF1	Sr90	e- 1,5 MeV	N2 Air sec	Intégré : BG3 N2+ 1N : GG385	Pression Température Energie	Absolu	Non	Un par un	Geant4
		Faisceau CERN	e- 5-100 GeV mu- 80 GeV pi- 20 GeV							
		Faisceau JINR	e- 30-350 MeV							
	MF2	Gerbe	5-100 GeV	N2 Air sec	Intégré : BG3 N2+ 1N : GG385	Pression Gerbage	Absolu	Non	Un par un	Geant4
FLASH slac	Cible fine	Faisceau SLAC	e- 28,5 GeV	N2 Air sec slac air	Intégré : HiRes type	Pression	Absolu	Non	1e9/lot	Geant3
					Monochromateur 12 filtres à bande étroite					
					Intégré : HiRes type					
	AirFLY	Faisceau Frascati Argonne AWA	e- 25-800 MeV	N2 Air sec	Raie 337	Pression Temperature Energie	Absolu	Non	Un par un	Geant4
e+ 25-800 MeV			1 a 1e10/lot							
e- 4-20 MeV			1e18/lot							
AirLight Karlsruhe		Sr90	e- 0,2-2,2 MeV	N2 air	Intégré: MUG-6 6 filtres à bande étroite	Pression Energie Humidité	Raie 337	Oui	Coïncidence	Non
Madrid		Canon a e-	e- 30 keV	N2 air sec	Monochromateur	Pression	Raie 337	Oui	Par lot	Non
Coimbra		Am241	alpha	N2	Raie 337	Pression Température	Absolu	Non	Coïncidence	Geant4
		Sr90	e-							
München		Canon a e-	e- 12-17 keV	N2 N2 +eau	Monochromateur	Pression Humidité	Non	Oui	Par lot	Non
Paris		Sr90	e-		Monochromateur Intégré : BG3			Non		Non
Campinas		Sr90	e-	N2 air sec 90/10				Oui	Coïncidence	Geant4
		Faisceau médical	5-12 MeV							
		Faisceau LNLS	500 MeV							

Tableau 4. 8 : Nouvelles expériences de mesure de la fluorescence de l'air

Chapitre V : MACFLY

A. Introduction

Le projet de mesure de la fluorescence MACFLY est né au LAPP en septembre 2002. Son nom est un acronyme qui signifie « **M**asurement of **A**ir **Č**erenkov and **F**luorescence **L**ight **Y**ield » (mesure de la production de lumière dans l'air par fluorescence et par effet Čerenkov). Cette expérience a pour but de mesurer la lumière produite dans l'air dans la gamme de longueurs d'ondes 290/440 nm par une gerbe électromagnétique en fonction des conditions pouvant être rencontrées dans l'atmosphère.

Ce projet initié au LAPP s'est vite transformé en une collaboration internationale avec la participation des physiciens du LIP de Coïmbre et du JINR de Dubna. Actuellement cette expérience a déjà pris de nombreuses données. Certaines mesures sont totalement inédites et sont susceptibles d'intéresser tous les chercheurs détectant les gerbes atmosphériques grâce à la fluorescence de l'air.

Dans ce chapitre je décris les dispositifs expérimentaux développés pour le projet MACFLY. Après avoir rappelé les objectifs du projet et le principe de la mesure, je détaillerai les différentes parties du détecteur. J'insisterai notamment sur les caractéristiques optiques du système de collection et de détection de la lumière et sur son étalonnage. Enfin je décrirai les mesures prises au LAPP et au CERN ainsi que la nouvelle campagne de mesure envisagée au JINR.

Un certain nombre de programmes de simulation ont été développés pour l'étude et la conception du dispositif, ainsi que pour l'analyse des données. Dans ce chapitre je donne le résultat des simulations utiles à la conception du projet. Au cours du chapitre suivant, dans lequel je décris notre méthode d'analyse des données, je donnerai le résultat des simulations utiles à l'analyse.

B. Principes de l'expérience

1. Objectifs

Les objectifs du projet sont ambitieux car il s'agit d'étudier les variations de la fluorescence de l'air suivant les conditions atmosphériques (pression, température, humidité...) et suivant la source d'excitation de l'air (énergie, nature...). Le tableau 5.1 fournit la liste des dépendances possibles qui ont été envisagées dans le projet MACFLY.

Les dépendances ne pouvant pas être toutes étudiées, nous avons dû faire le choix de dépendances prioritaires. Ainsi il nous a paru essentiel de mesurer la fluorescence de deux gaz : l'azote pur et l'air sec, en fonction de la pression. Ces mesures nous permettent de comparer nos résultats aux autres expériences (voir chapitre 4).

L'autre caractéristique importante de l'expérience MACFLY est la mesure de la fluorescence induite par une véritable gerbe électromagnétique. Cette mesure nous permet de vérifier que la lumière produite par une gerbe correspond bien aux résultats des simulations qui supposent que cette lumière est la simple superposition de la lumière produite par les différentes particules de la gerbe. Ce fait semble peut-être évident mais il n'a jamais été mesuré auparavant or c'est le principe de base de la reconstruction des gerbes atmosphériques détectées grâce à la fluorescence. Cette mesure est donc cruciale pour valider la méthode de reconstruction de l'énergie des RCUE.

L'idée du projet Macfly est de se mettre dans les mêmes conditions que les détecteurs de gerbes atmosphériques. C'est-à-dire que l'on n'étudie pas le spectre de la fluorescence en détail mais que l'on mesure simplement la quantité de la lumière produite sur une large bande spectrale et l'on compare le résultat aux simulations. La différence avec les détecteurs de gerbes atmosphériques est que dans le projet MACFLY on contrôle à la fois l'énergie du primaire et les caractéristiques de l'air (pression, température, humidité).

Dépendance		Valeurs rencontrées par les gerbes atmosph.	Domaine étudié en juin 2005	Mesures prévues au JINR
de l'air	Pression	10 à 1030 hPa	0 à 1000 hPa	0 à 2000 hPa
	Température	200 à 320 K	280 à 300 K	230 à 300 K
	Humidité	0 à 5 %	0 %	0 %
	Autre contaminant	Ar, O ₃ , CO ₂ ...	non	non
des particules excitatrices	Energie	10 ⁻² à 10 ²⁰ eV (max à 50 MeV)	1,5 MeV et 20, 50, 80 GeV	30 à 350 MeV
	Nature	Principalement e ⁻ , e ⁺ et γ	e ⁻ , μ^- , π^-	e ⁻
	Densité	10 ³ à 10 ⁷ part/m ²	1 à 10 ⁴ part/m ²	-
	Age de la gerbe	tout	De 0 à X _{max}	0
	Présence de Čerenkov	oui	oui	oui

Tableau 5. 1 : les dépendances de la fluorescence de l'air dont l'étude a été envisagée avec MACFLY

2. une expérience mais deux détecteurs

Le dispositif expérimental du projet MACFLY est composé de deux instruments. Le premier nommé Macfly1 (ou MF1) sert à étudier la lumière produite par une seule particule. Le deuxième nommé Macfly2 (ou MF2) est dédié à la mesure de la fluorescence induite par une gerbe électromagnétique.

Initialement le projet ne devait utiliser qu'un seul instrument capable de fonctionner aussi bien avec une source radioactive qu'avec une gerbe électromagnétique initiée par une particule très énergétique (50 GeV). La mesure avec la source radioactive devait permettre de mettre au point et d'étalonner le dispositif expérimental en laboratoire (au LAPP), avant son installation sur une zone de faisceau test au CERN.

Cependant les premières études de conception du projet, ont montré que l'utilisation d'un seul détecteur était quasiment impossible.

Dans le cas d'une particule unique, la production de lumière par fluorescence est très faible (environ quatre photons par mètre). Or comme nous voulons faire les mesures événement par événement, le système de détection de la lumière doit être optimisé pour collecter un maximum de lumière. Un système de collection de la lumière doit donc être installé assez proche du faisceau.

Dans le cas d'une gerbe, la zone de production de la lumière n'a pas du tout la même forme que dans le cas d'une particule. Au lieu d'être un cylindre de la taille du faisceau, elle s'ouvre en cône avec un angle au sommet qui peut atteindre 90°. Le développement latéral de la gerbe nécessite beaucoup de place. De plus le nombre de particules qui peuvent interagir avec les détecteurs de lumière (photomultiplicateurs) et créer du bruit de fond, devient important.

Les contraintes des deux volets de l'expérience étant incompatibles, il a été décidé de concevoir deux instruments distincts. Le premier (Macfly1) a été optimisé pour étudier la lumière produite par une seule particule. Il possède un système de miroirs et de lentilles pour collecter un maximum de lumière. Le deuxième (Macfly2) permet l'étude de la lumière produite par une gerbe électromagnétique. Il a été optimisé pour réduire au maximum le bruit de fond produit par la gerbe. Il n'a pas de système de collection de lumière complexe car dans le cas d'une gerbe, la quantité de lumière produite est beaucoup plus importante que dans le cas d'une seule particule.

3. principe de la mesure

Les deux instruments du projet MACFLY utilisent le même principe de mesure. Ils sont composés d'une enceinte pressurisée totalement obscure, dans laquelle se trouve un gaz dont on connaît et contrôle toutes les caractéristiques (composition, pression, température). Un système de photo-détection composé de lentilles, de filtres et de photomultiplicateurs (PM) observe l'intérieur de l'enceinte. Un système de déclenchement repère le passage d'une particule dans l'enceinte de mesure et déclenche la lecture du signal de sortie des photomultiplicateurs. Le signal de sortie des PM est alors intégré sur une durée d'environ 100 ns et numérisé par un convertisseur analogique-numérique de charge (QDC). Les valeurs numérisées sont ensuite stockées par un système d'acquisition de données assisté par ordinateur qui fournit pour chaque prise de données (run) un fichier format ascii contenant toutes les informations utiles à l'analyse. La figure 5.1 représente une vue schématique du principe de mesure de l'expérience.

Le dispositif MF1 peut être utilisé avec une source radioactive ou avec tout faisceau de particules suffisamment énergétique pour traverser l'enceinte (environ 1 MeV pour les électrons). Le dispositif MF2 a besoin d'un faisceau de particules très énergétiques capables de créer des gerbes électromagnétiques (Energie > 5 GeV). Les deux dispositifs peuvent être utilisés seul séparément ou ensemble sur une même ligne de faisceau.

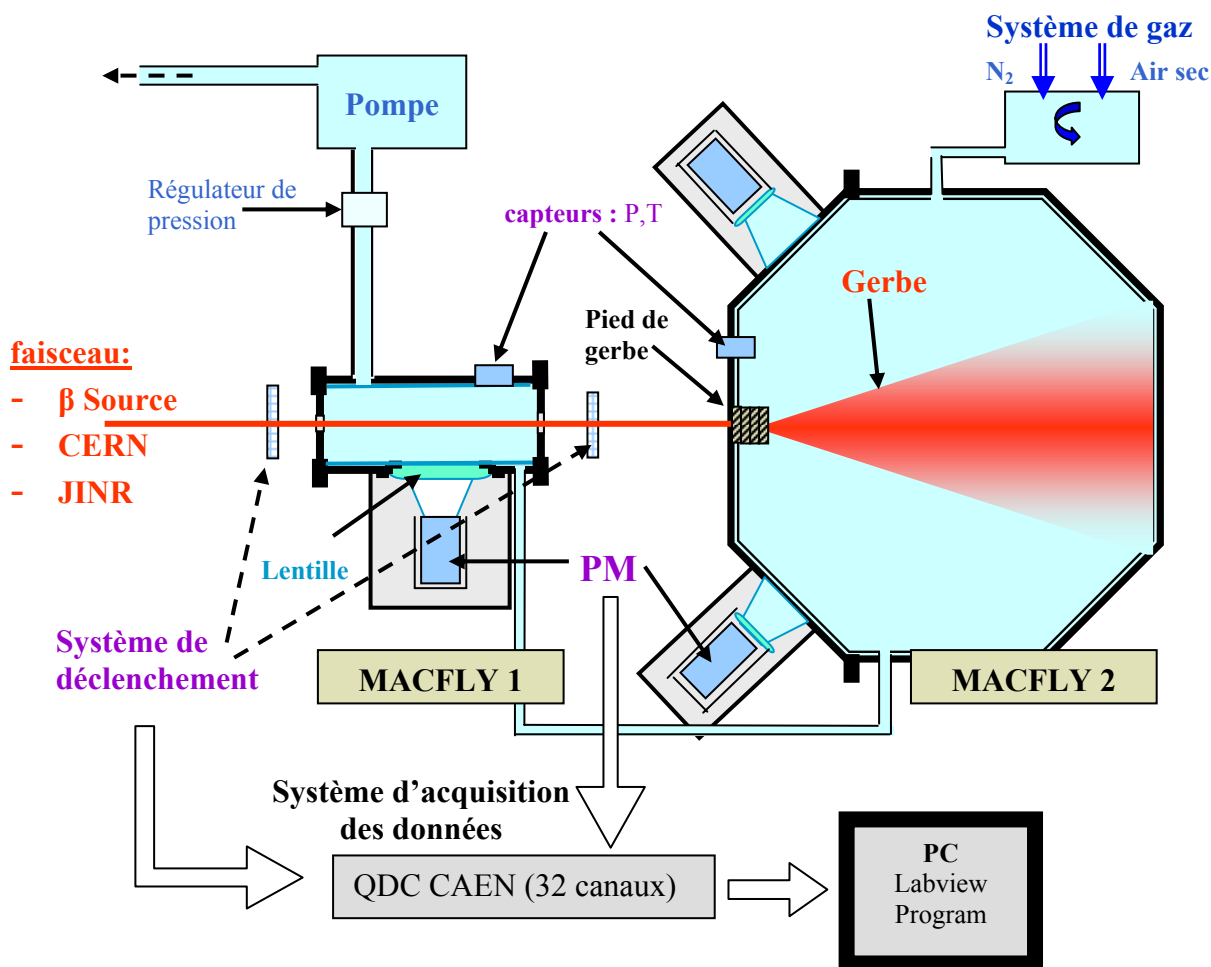


Figure 5. 1: schéma de principe de l'expérience MACFLY

4. Macfly 1

Dans le cas de MF1, les particules chargées traversent la chambre de mesure de part en part en interagissant le moins possible avec la structure mécanique de l'enceinte. Les fenêtres d'entrée et de sortie des particules excitatrices ont été optimisées pour permettre de minimiser cette interaction.

Les particules excitatrices traversent l'enceinte le long de son axe de symétrie. La lumière de fluorescence est donc émise depuis un cylindre autour de la trace de la particule au centre du détecteur. Un système de collection de lumière composé d'un miroir, de deux lentilles en quartz et deux guides de lumière (cône de Winston) collecte la lumière produite et la transmet à deux PM (voir figure 5.2). Le design de la chambre a été optimisé pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit au niveau des PM [129].

La lentille est placée à une distance du faisceau correspondant environ à sa distance focale (7,5 cm). Ainsi à la sortie de la lentille, les rayons lumineux sont parallèles entre eux. Un miroir cylindrique est placé sur les parois de l'enceinte. Il réfléchit la lumière non émise vers les lentilles et la renvoie au centre du détecteur. D'après la simulation du dispositif, le miroir permet ainsi d'environ tripler l'efficacité de collection de lumière. Enfin un guide de lumière conique (cône de Winston) transmet le flux lumineux de la sortie de la lentille jusqu'au filtre et au PM.

La figure 5.2 représente le trajet de différents rayons lumineux dans le système de collection de lumière. Le programme de simulation du système optique estime l'acceptance géométrique de collection de lumière à $5,4 \pm 0,9 \%$ (pourcentage de photon arrivant sur les PM).

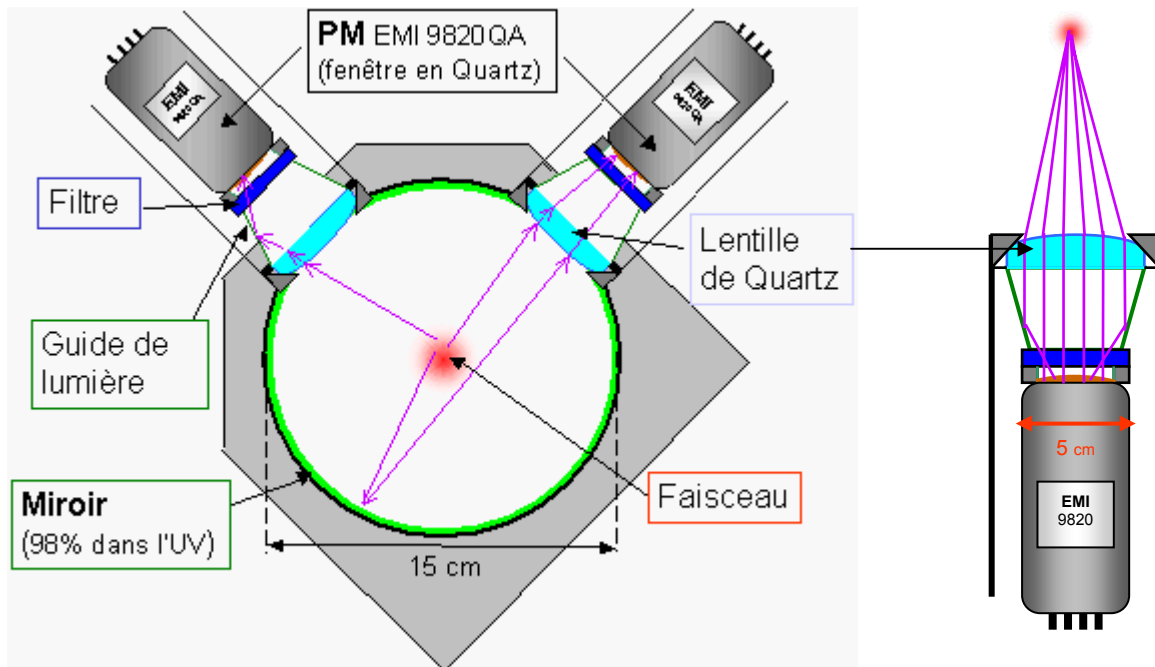


Figure 5. 2 : Coupe transverse de Macfly1 (trajets de rayons lumineux en violet)

Si la particule excitatrice est suffisamment énergétique, elle produit aussi de la lumière par rayonnement Čerenkov. Ce rayonnement directionnel est émis en direction de la fenêtre de sortie. Un système amovible d'absorbeur de lumière peut alors être installé sur cette fenêtre pour supprimer la contribution Čerenkov au signal lumineux vu par les PM.

5. Macfly 2

Dans le cas de MF2, la particule énergétique arrive sur un système de pied de gerbe qui force le développement de la gerbe électromagnétique. Suivant l'épaisseur du pied de gerbe, l'âge de la gerbe (le niveau de développement de la gerbe) est plus ou moins avancé. Le système de pied de gerbe que nous avons fabriqué nous permet d'avoir une épaisseur (ou plutôt un grammage) allant de presque rien ($<1 \text{ g/cm}^2$) jusqu'au maximum de la gerbe avec 10 cm de cuivre (90 g/cm^2).

Après le pied de gerbe, la gerbe continue à se développer à l'intérieur d'une grande cuve d'environ un mètre de diamètre où elle excite l'air sur une zone en forme de cône. Pour limiter l'interaction des particules de la gerbe avec les six PM qui observent l'intérieur de l'enceinte, ces derniers sont placés en amont du pied de gerbe et regardent la gerbe par l'arrière (un peu comme EUSO observe les gerbes atmosphériques depuis l'espace). La figure 5.3 représente une coupe longitudinale de MF2 avec deux des six PM.

Les simulations faites à l'aide du programme GEANT4[128] pendant la conception du dispositif ont montré qu'on ne pouvait pas placer de lentilles à l'intérieur de l'enceinte comme pour MF1, car les particules de la gerbe peuvent y interagir et produire de lumière par rayonnement Čerenkov. Le hublot permettant de regarder à l'intérieur de l'enceinte a alors été positionné en retrait par rapport au cône de Winston. Dans MF2, l'interface entre l'extérieur et l'intérieur de l'enceinte n'est plus une lentille mais une simple fenêtre en quartz ou un filtre ayant une épaisseur suffisante pour résister à la différence de pression.

D'autre part la gerbe électromagnétique produit aussi de la lumière par effet Čerenkov dans l'air. Ce rayonnement ne peut être vu par les PM qu'après diffusion sur la surface de l'enceinte. Pour limiter le bruit de fond dû au rayonnement Čerenkov on a recouvert la surface intérieure de papier noir.

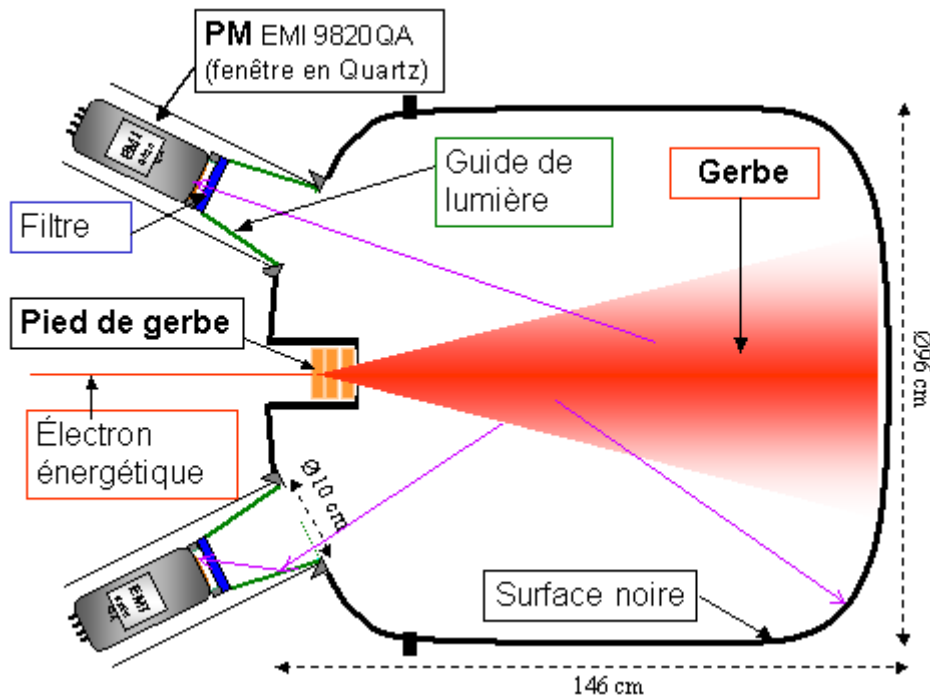


Figure 5.3 : Coupe longitudinale de Macfly 2

C. Caractéristiques techniques de MF1

1. Géométrie

La chambre d'étude de MF1 est un bloc d'aluminium de $250 \times 250 \times 280 \text{ mm}^3$ dans lequel on a percé un cylindre de 150 mm de diamètre le traversant de part en part dans le sens plus grande longueur (280 mm). La chambre est fermée de chaque côté par deux brides de 19 mm d'épaisseur en aluminium sur lesquelles sont montées les fenêtres d'entrée et de sortie. Une fois refermée avec les brides et les fenêtres, la chambre d'étude fait 288 mm de long.

Pour permettre à la lumière créée dans l'enceinte d'atteindre la surface photo-sensible des PM, la chambre est percée de deux trous cylindriques de 100 mm de diamètre, perpendiculairement à l'axe de la chambre. Deux hublots de 100 mm de diamètre sont placés dans ces orifices. Ils permettent une étanchéité parfaite aussi bien en dépression qu'en surpression. Un hublot est formé d'une lentille en quartz et d'un support mécanique (voir figure 5.4). Un guide de lumière et un photomultiplicateur sont positionnés de l'autre côté du hublot.

L'enceinte est aussi percée de sept autres trous permettant l'accès à l'intérieur de la chambre. Ces trous sont utilisés pour la circulation du gaz (2 trous $\frac{1}{2}$ GAZ et 1 trou $\frac{1}{4}$ GAZ), pour les jauges de pression et de température (2 trous coniques $\frac{1}{8}$ NTP) et pour la connexion de fibres optiques (2 trous).

Toutes les pièces mécaniques ont été conçues et dessinées au LAPP avec l'aide du service de mécanique du laboratoire .

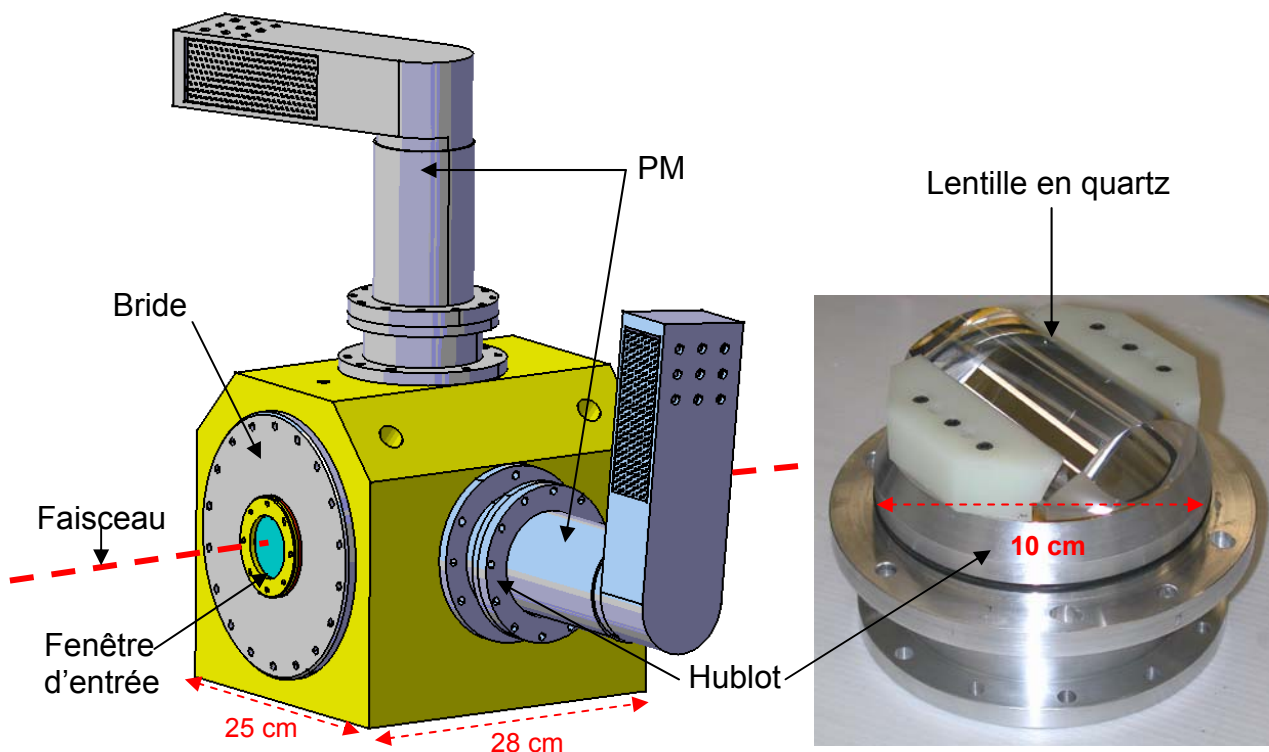


Figure 5. 4: dessin de MF1 et photo d'un hublot

2. Le miroir

Pour optimiser la collection de lumière, il a été décidé d'utiliser une surface miroir ayant la meilleure réflectivité possible entre 300 et 400 nm. En partenariat avec le groupe PH-DT2 (Detector Technology) du CERN, nous avons développé un miroir à structure multicouche déposé sur une plaque d'acier dont la forme correspond au patron de la surface interne de la chambre.

La plaque d'acier de 0,3 mm d'épaisseur a été électropolie avant le dépôt de la surface miroir pour obtenir un substrat parfaitement plan. Après ce traitement la plaque fait environ 0,2 mm d'épaisseur.

La surface réfléchissante déposée est une couche de 90 nm d'aluminium sur laquelle est superposée deux paires de diélectriques d'indice optique différents : le quartz (SiO_2) et le HfO_2 . Le tableau 5.2 représente la succession des couches et donne leur épaisseurs. La présence des diélectriques crée des interférences qui permettent d'obtenir une réflectance de quasiment 100% dans le domaine de longueur d'onde voulu.

HfO ₂ (43 nm)	}	Surface optique
SiO ₂ (43 nm)		
HfO ₂ (43 nm)		
SiO ₂ (43 nm)		
Al (90 nm)	}	Substrat
Crome(10 nm)		
Acier (200 μm)		

Tableau 5. 2 : structure du miroir multicouche développé pour Macfly1.

Deux miroirs ont été fabriqués. Les propriétés optiques des miroirs ont été mesurées grâce à des verres témoins placés avec les plaques d'acier sous la cloche à vide où a eu lieu le dépôt. La figure 5.5 représente la réflectance de ces miroirs témoins. Les verres témoins étant placés à 19 cm du centre de la cloche, les couches déposées sont moins épaisses qu'au centre des plaques d'acier. Les propriétés optiques du miroir de MF1 correspondent à la valeur des mesures représentées figure 5.5 décalée d'environ 20 nm vers la droite (c'est-à-dire vers les grandes longueurs d'onde).

Au final on obtient un miroir ayant une réflectance supérieure à 95% entre 310 et 400 nm avec un plateau stable à 98% entre 330 et 370 nm.

Il est important de noter que les nouveaux miroirs n'ont été fabriqués qu'en juin 2004. Pour les premières mesures de fluorescence faites au LAPP au printemps 2004, MF1 n'était pas encore équipé de ce type de miroir. Nous utilisions alors une surface miroir développé pour l'expérience CMS qui a une réflectance d'environ 90% sur toute la gamme de longueur d'onde. Ce miroir est composé d'une couche d'aluminium sur laquelle est superposée une fine couche de 16 nm de quartz qui protège simplement l'aluminium de l'oxydation.

Le résultat des simulations montre que l'utilisation du nouveau miroir (dit miroir Macfly) a permis une augmentation de l'acceptance géométrique de presque 20% pour la raie à 337 nm.

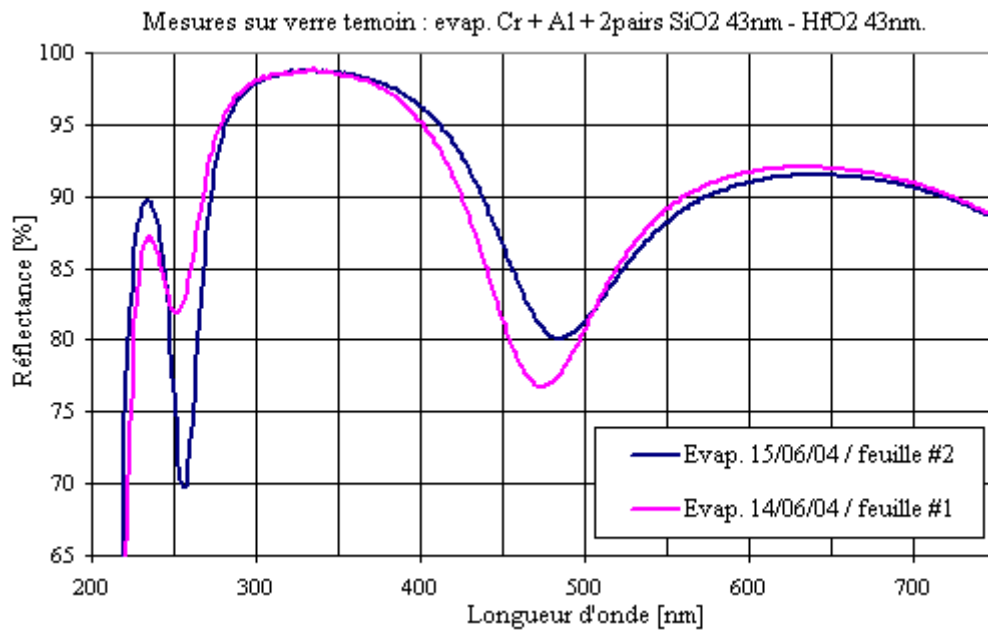


Figure 5.5 : Réflectance des miroirs témoins de MF1.

3. Lentille

Les lentilles servent d'interface entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre. Elles doivent laisser passer la lumière UV et la focaliser sur les PM. Les lentilles utilisées sont en quartz qui est un milieu transparent dans l'UV proche. Elle proviennent du détecteur de rayonnement Čerenkov de l'expérience GAMS. Elles ont une symétrie axiale et elles ne focalisent la lumière que dans une seule direction (voir figure 5.6). Elles ont une face cylindrique de rayon de courbure 35mm et une face plane d'environ 100x60 mm. L'épaisseur de la lentille est de 24 mm, ce qui est largement suffisant pour résister à la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de l'enceinte. La figure 5.7 représente les propriétés optiques des lentilles obtenues d'après la forme de la lentille et de l'indice optique du quartz à 400 nm ($n = 1,47$).



Figure 5.6 : photo d'une lentille en quartz de MF1

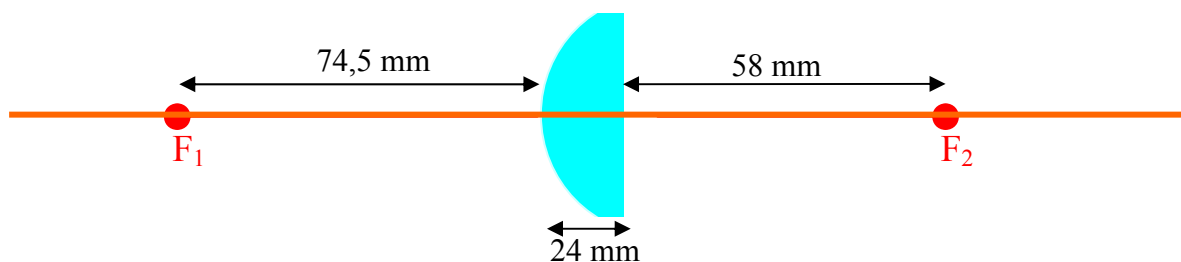


Figure 5.7 : Position des foyers des lentilles de MF1 dans un plan perpendiculaire à l'axe des lentilles à 400 nm

4. Guide de lumière

Les lentilles sont tenues par la structure mécanique du hublot dans lequel on a percé une lumière oblongue de 86 mm de long pour 40 mm de large qui suit la forme des lentilles. C'est par cette ouverture, dont on a pris soin de tapisser les bords de Mylar aluminisé, que passe la lumière pour atteindre le PM.

Entre le trou oblong et le PM, on place un cône de Winston qui permet de concentrer la lumière sur la surface de détection du PM (46 mm de diamètre). Le schéma en coupe du système de guide de lumière, représenté figure 5.8, indique le type de miroir dont on tapisse les parois. Pour le cône de Winston lui-même on utilise le miroir développé pour l'expérience CMS décrit précédemment.

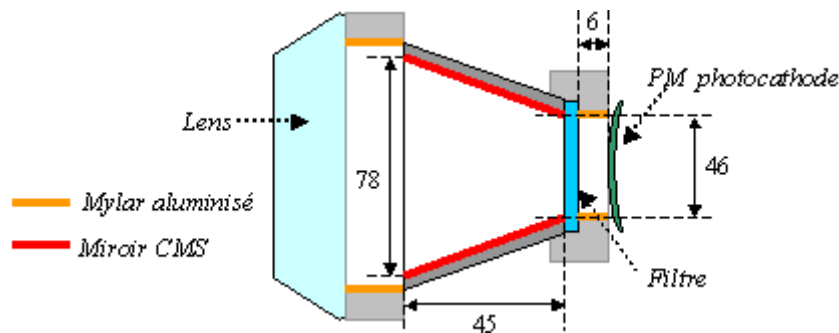


Figure 5.8 : schéma du système de guide de lumière entre la lentille et la photocathode

La figure 5.9 représente le gain de collection de lumière de notre système entre l'utilisation d'un cône de Winston en mylar aluminisé et un fabriqué à partir du miroir CMS. L'amélioration de la collection de lumière varie entre 10% et 30%. Il est particulièrement important pour les courtes longueurs d'onde.

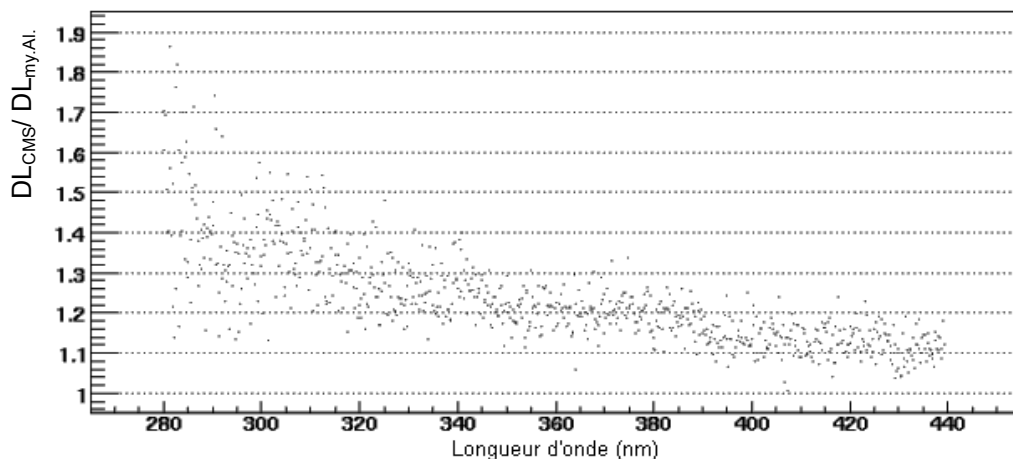


Figure 5.9 : Rapport entre la collection de lumière avec un cône en miroir CMS et un en mylar aluminisé.

5. Filtres

Dans l'expérience MACFLY, on utilise des filtres colorés à large bande du même type que ceux utilisés par les détecteurs de gerbes atmosphériques. Dans MF1 et MF2, on utilise les mêmes filtres fabriqués par Schott : le BG3 (1 mm) et le GG385 (3 mm). La figure 5.10 représente la transmittance de chacun des filtres ainsi que le résultat de leur superposition (BG3+GG385).

Le filtre BG3 est un filtre passe bande entre 300 et 430 nm. C'est le filtre que la collaboration EUSO envisage d'utiliser pour son détecteur.

Le filtre GG385 est un filtre passe haut qui arrête les photons dont la longueur d'onde est inférieure à 385 nm. Ce filtre nous permet de couper le spectre en deux, avec d'un côté la partie dominée par les bandes 2P de N_2 et de l'autre celle dominée par les bandes 1N de N_2^+ (cf. figure 5.10).

Sur MF1 on place un filtre BG3 devant le premier PM et une association BG3+GG385 devant le second.

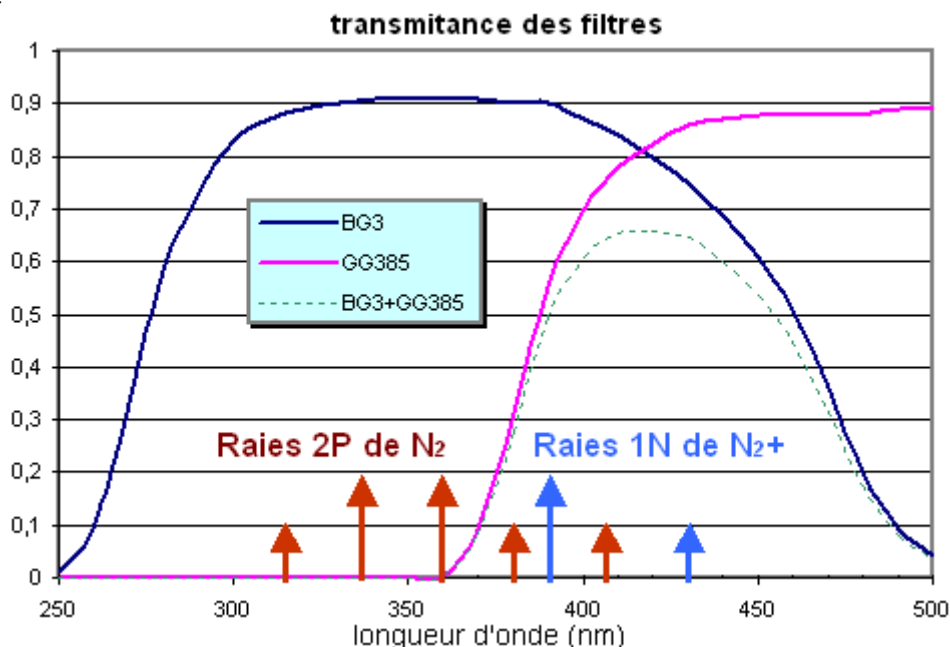


Figure 5. 10 : Transmittance des différents filtres utilisés dans l'expérience MACFLY

6. Fenêtre d'entrée/sortie du faisceau

Les fenêtres d'entrée et de sortie ont été conçues pour être les plus fines possible tout en pouvant résister à une différence de pression de plus de 1000 hPa. A partir de simulations sur les contraintes mécaniques subites par les fenêtres et sur les interactions des particules étudiées avec ces fenêtres, on a optimisé leur diamètre, leur épaisseur et le matériau qui les compose.

La fenêtre d'entrée fait 10 mm de diamètre et 0,25 mm d'épaisseur. Elle est en matière plastique Delrin[®] noir. La fenêtre de sortie est plus large avec un diamètre de 50 mm permettant à la particule traversant l'enceinte de diffuser légèrement dans l'air. Elle fait 0,8 mm d'épaisseur et est réalisée en aluminium.

7. Absorbeur du rayonnement Čerenkov

L'expérience MF1 est optimisée pour collecter la lumière produite par fluorescence. Néanmoins lorsque le détecteur est traversé par un faisceau de particules de haute énergie (comme c'était le cas lors de notre campagne de mesure en août 2004 au CERN), un cône de lumière Čerenkov s'ajoute à la fluorescence. Pour ne pas « polluer » le signal de fluorescence avec la lumière Čerenkov nous avons décidé de mettre un absorbeur de lumière sur la fenêtre de sortie.

L'absorbeur est un cylindre en Delrin[®] noir de 50 mm de diamètre pour 10 mm d'épaisseur placé contre la porte de sortie. Il est percé en son centre d'un trou de 15 mm de diamètre et de 8 mm de profondeur dans lequel est inséré un tube en plastique noir d'environ 14 mm de long qui dépasse donc de 6 mm du cylindre de départ. Ce tube noir totalement opaque forme un piège dans lequel rentre la lumière produite par effet Čerenkov sans jamais ressortir.

La figure 5.11 est le résultat de simulations de la production et de la propagation des photons de Čerenkov dans MF1 (cf. chapitre 7). On trouve que l'ajout de l'absorbeur réduit environ d'un facteur 20, la contribution du signal diffus du rayonnement Čerenkov.

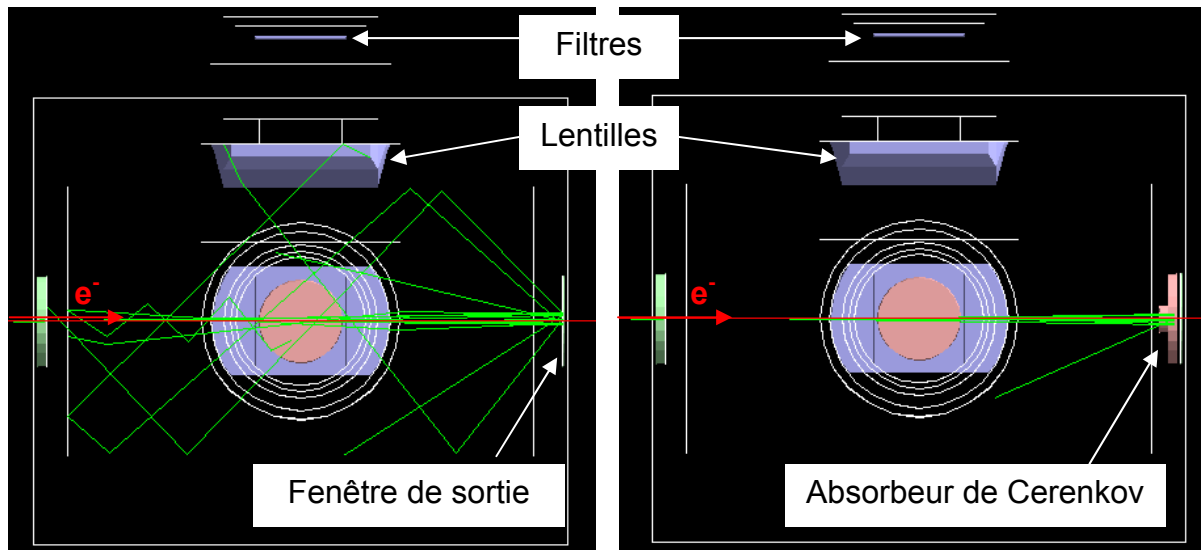


Figure 5. 11 : Simulation du rayonnement Čerenkov (en vert) dans MF1 avec (à droite) et sans (à gauche) l'absorbeur de rayonnement Čerenkov

D. Caractéristiques techniques de MF2

1. Géométrie

La chambre d'étude de MF2 est une grosse cuve en acier ayant un volume d'environ 1 m^3 , capable de supporter le vide. Elle est formée d'un corps cylindrique de 960 mm de diamètre avec des parois de 4 mm d'épaisseur, fermée d'un côté par un couvercle bombé, de 6 mm d'épaisseur, soudé à l'enceinte principale. Quatre pieds sont aussi soudés à la cuve pour lui permettre d'être posée sur un sol plat.

L'autre couvercle qui est amovible, sert de structure porteuse à tous les systèmes fonctionnels de l'expérience. En son centre on trouve un renforcement cylindrique de 150 mm de profondeur et de 120 mm de diamètre qui forme une niche dans laquelle on place le système de pied de gerbe.

Il est aussi équipé de six hublots placés régulièrement sur un cercle à 350 mm de l'axe de symétrie de l'enceinte sur lesquels viennent se monter les PM. Ces hublots permettent d'observer l'intérieur de l'enceinte avec un angle de $20,5^\circ$ par rapport à l'axe.

Sur le couvercle il y a aussi trois brides ISOKF DN25 utilisées pour la circulation du gaz et une bride ISO F DN63 sur laquelle on a installé les capteurs de pression et de température.

Toutes les pièces mécaniques de MF2 ont été conçues et dessinées au LAPP. La fabrication de l'enceinte a été réalisée par le JINR à Dubna.

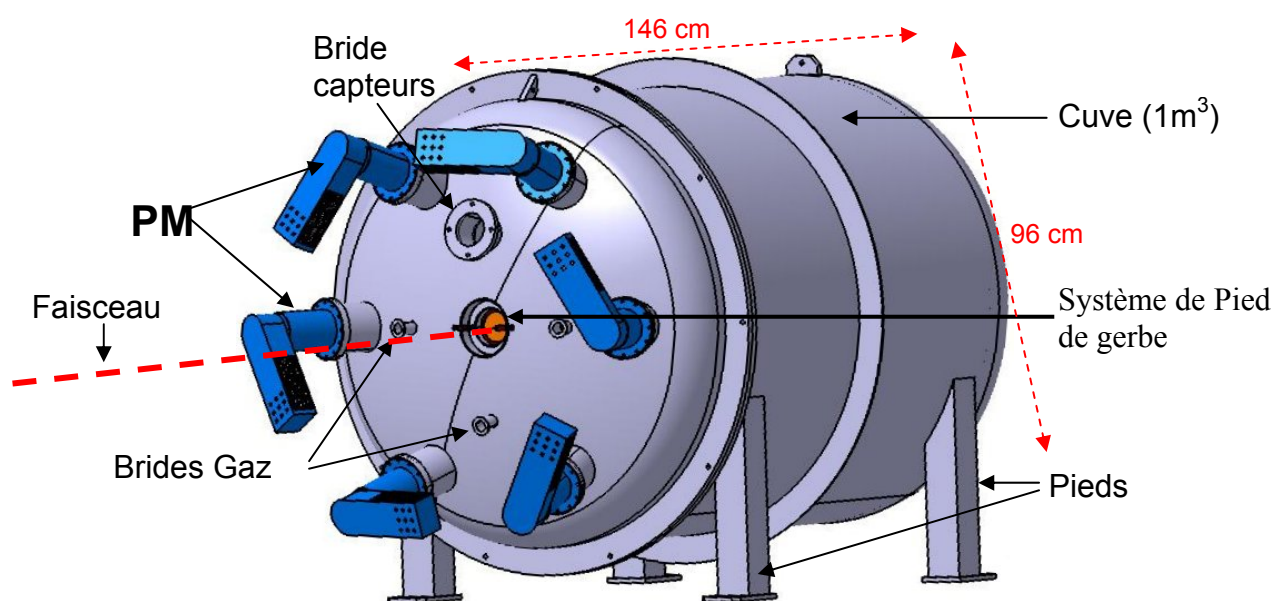


Figure 5. 12 : Dessin de Macfly 2

2. Optique

L'optique de MF2 est beaucoup plus simple que celle de MF1. Premièrement pour limiter la contribution du signal de rayonnement Čerenkov, on tapisse la paroi intérieure de l'enceinte avec une surface noire (feuilles de papier noires). Ainsi le signal lumineux mesuré ne correspond qu'aux flux lumineux émis directement dans la direction des PM.

Pour augmenter la quantité de lumière collectée on place des cônes de Winston, de diamètre d'entrée 100 mm, qui concentrent la lumière sur la surface des PM (voir figure 5.13). Entre le cône de Winston et le PM il y a un filtre et une fenêtre en quartz permettant de fermer l'enceinte pressurisée. L'étanchéité des hublots de MF2 est moins bonne que celle de MF1 car elle n'est efficace qu'en dépression.

Les cônes de Winston de MF2 sont fabriqués à partir du miroir CMS comme ceux de MF1.

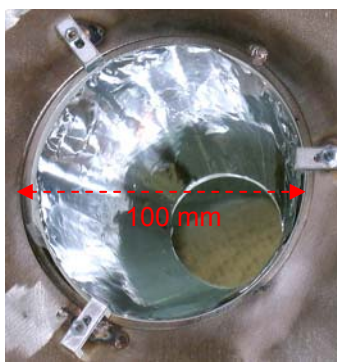


Figure 5. 13 : photo d'un cône de Winston de MF2

3. Pied de gerbe

Le rôle du pied de gerbe est de produire des gerbes suffisamment compactes pour se développer dans le champ de vue des PM. Comme une gerbe a besoin de plusieurs km pour se développer complètement dans l'air, on ne l'étudie pas en entier mais seulement par morceau. on fait un échantillonnage de la gerbe en changeant l'épaisseur du pied de gerbe.

D'autre par le pied de gerbe doit produire le moins possible de particules rétro-diffusées dans les filtres et les PM qui pourraient être source de bruit de fond. La forme et la nature du pied de gerbe ont été optimisées par de nombreuses simulations pour satisfaire à toutes ces contraintes.

L'étalement longitudinal d'une gerbe dans un matériau est caractérisé par la longueur de radiation du matériau (X_0). Dans l'air à pression atmosphérique cette longueur est de l'ordre de 300 m. Le matériau usuel (prix raisonnable) dont la longueur de radiation est la plus faible est le plomb ($X_0=5,6$ mm). Cependant le plomb a un numéro atomique élevé ($Z=82$) et donc dévie fortement les particules chargées. Il crée des gerbes électromagnétiques avec une forte dispersion angulaire des électrons. A la sortie du plomb une gerbe se développe alors suivant un cône dont l'angle au sommet est très important et produit trop d'électrons rétro-diffusés dans le système optique.

Pour obtenir une gerbe aussi compacte que dans le plomb mais avec une dispersion angulaire plus faible, on utilise du cuivre. La dispersion latérale d'une gerbe n'est pas proportionnelle à X_0 mais au rayon de Molière. Ce rayon est plus ou moins proportionnel au produit $X_0 * Z$. Le cuivre qui a un numéro atomique ($Z=29$) bien plus faible que le plomb, a un rayon de Molière du même ordre de grandeur que le plomb. Le Z étant plus petit la dispersion angulaire des électrons est plus faible, et le cône de développement de la gerbe dans l'enceinte est moins ouvert. La figure 5.14 représente le résultats de simulation utilisant le programme GEANT4[128], qui montre la forme de la gerbe électromagnétique à la sortie du pied de gerbe en fonction du matériaux utilisé.

De plus le cuivre a un Z plus proche de celui de l'air que le plomb, les gerbes électromagnétiques produites dans du cuivre seront donc plus semblables aux gerbes atmosphériques que celles initiées dans du plomb.

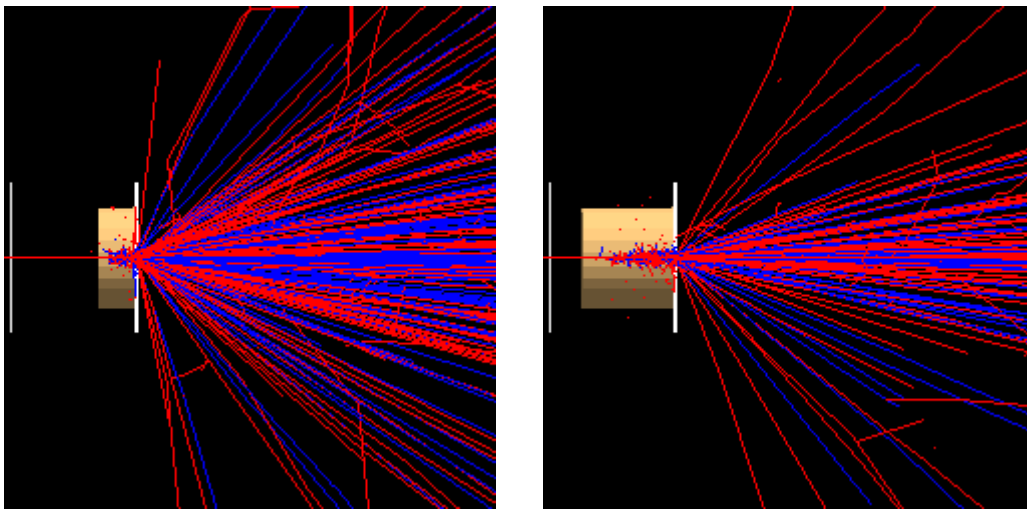


Figure 5. 14 : Simulation de la gerbe électromagnétique (e^- en rouge et e^+ en bleu) produite par un pied de gerbe de MF2 de $5X_0$ en plomb (à droite) et en cuivre (à gauche).

Le cuivre a tout de même un défaut. Pour une même épaisseur, il arrête beaucoup moins bien les rayons gamma produit par la gerbe que ne le ferait le plomb. Ce rayonnement « arrose » alors l'environnement dans toutes les directions et notamment dans celles des PM. Plutôt que d'augmenter le diamètre du pied de gerbe jusqu'à ce que la majorité des rayons gamma soit absorbés, il a été décidé d'ajouter un blindage en plomb autour du pied de gerbe. Les études par simulation ont montré que ce blindage devait être d'au moins 2 cm pour être efficace.

Dans le cuivre la longueur de radiation est 14,3 mm et le rayon de Molière 14,9 mm. Pour développer des gerbes initiées par des électrons de 50 GeV jusqu'au maximum de la gerbe, il faut traverser environ $7 X_0$ de matière. Ce qui correspond à un pied de gerbe en cuivre de 10 cm d'épaisseur. En ce qui concerne le développement latéral de la gerbe, la grande majorité de particule ($>95\%$) se propagent à l'intérieur d'un cylindre de quatre rayons de Molière de diamètre. C'est-à-dire d'environ 6 cm de diamètre dans le cas du cuivre.

La précision de la position du faisceau SPS du CERN étant de l'ordre d'un centimètre, on choisit comme pied de gerbe un cylindre en cuivre de 8 cm de diamètre de longueur variable. Pour pouvoir choisir le grammage du pied de gerbe on découpe le cylindre de cuivre en tranche de 1 cm d'épaisseur.

La figure 5.15 représente une vue en coupe du dispositif comprenant des disques en cuivre maintenus à l'intérieur d'un canon de plomb par un système mécanique le plus léger possible pour ne pas gêner la mesure.

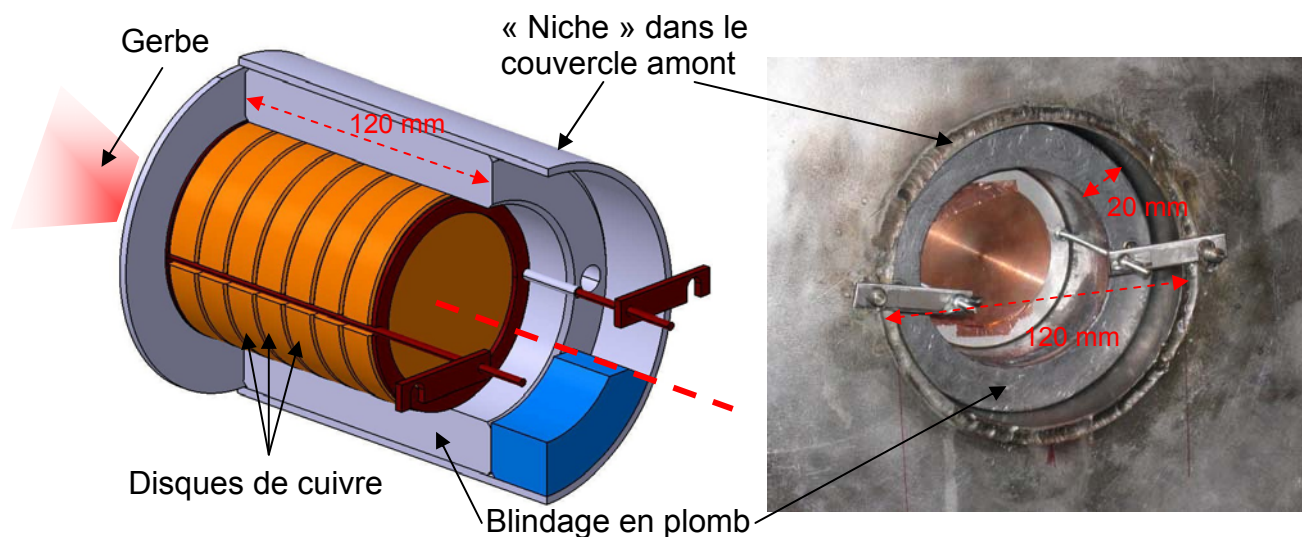


Figure 5. 15: dessin et photo du système de pied de gerbe

E. Les photomultiplicateurs.

Les photo-détecteurs utilisés dans l'expérience MACFLY sont des photomultiplicateurs (PM) EMI 9820QA adaptés à la détection de la lumière UV.

Un PM est composé d'une photo-cathode qui convertit un photon en un électron et d'une série de dynodes qui amplifient le nombre d'électrons (voir figure 5.16). Lorsqu'un photon arrive sur un PM, il pénètre à l'intérieur en traversant une fenêtre d'entrée puis arrive sur la photocathode où il a une probabilité d'être converti en un électron appelé photoélectron. Cet électron est alors accéléré et focalisé par le champ électrique entre la cathode et la première dynode. En arrivant sur cette dynode l'électron arrache à son tour un certain nombre d'électrons. Tous ces électrons sont alors à leur tour accélérés et multipliés lors de leur interaction sur la dynode suivante. La cascade continue ainsi de suite jusqu'à la dernière dynode puis sur l'anode.

La probabilité pour un PM de détecter un photon arrivant sur sa surface photosensible est appelé l'efficacité quantique du PM. Les PM EMI 9820QA possèdent une fenêtre d'entrée en quartz transparent aux photon UV. Leur efficacité quantique dans l'UV est de l'ordre de 25%. La mesure de cette efficacité est développée dans la partie K sur l'étalonnage des PM.

Les PM de l'expérience MACFLY ont une surface utile de détection circulaire d'environ 46 mm de diamètre. Ils possèdent douze dynodes qui permettent une amplification du signal de l'ordre de 10^7 , suffisante pour « voir » le signal d'un photoélectron unique. On utilise les PM en mode comptage c'est-à-dire que l'on compte le nombre de photoélectrons créés pendant la durée de mesure du signal de sortie (100 ns).

Ces PM étant optimisés pour détecter l'UV, le seuil de production de photoélectrons est élevé. La photocathode produit donc peu de photoélectron thermique (bas bruit de fond).

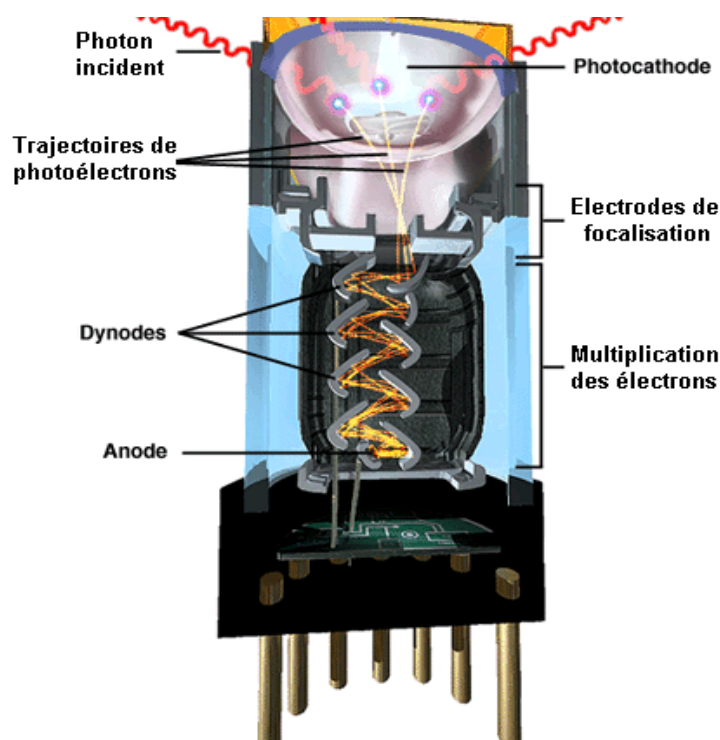


Figure 5. 16 : schéma de principe d'un photomultiplicateur

F. Les capteurs

1. Pression

Les capteurs de pression utilisés dans l'expérience MACFLY sont des capteurs CTE7001AK4 développés par Sensor Technics. Ces capteurs nous fournissent la pression absolue entre 0 et 1400 hPa (ils supportent la pression jusqu'à environ 2000 hPa).

Ils transmettent un signal électrique d'intensité comprise entre 4 et 20 mA qui est relu par un afficheur numérique. L'étalonnage de la jauge et du système de relecture a été réalisé par le constructeur.

La précision de ces capteurs est normalement de l'ordre d'un hPa mais les deux jauges que nous avons à disposition indiquent parfois plusieurs hPa de différence pour le même gaz !

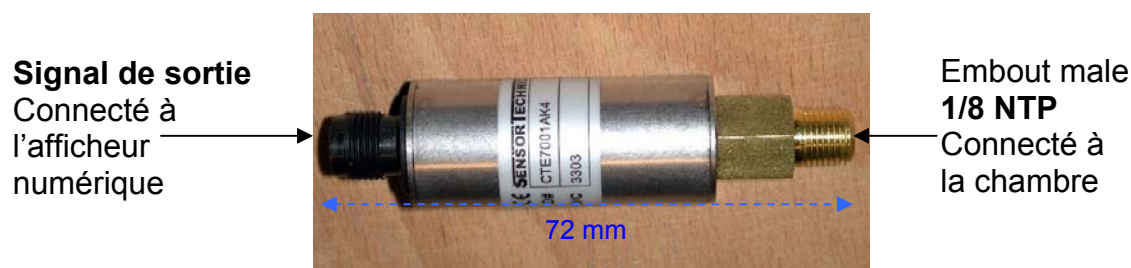


Figure 5. 17 : jauge de pression

2. Température

Les capteurs de température utilisés dans l'expérience MACFLY sont des sondes thermocouple T (Cu/Cu-Ni) fabriquées par TC. Ils fonctionnent entre -40°C et 125°C avec une précision de $0,5^{\circ}\text{C}$. Le thermocouple est placé au bout d'une sonde rigide qui permet de mesurer la température du gaz bien à l'intérieur de l'enceinte (voir figure 5.18).

On relit le thermocouple grâce à un indicateur portable HHDT-1 fournit par TC.

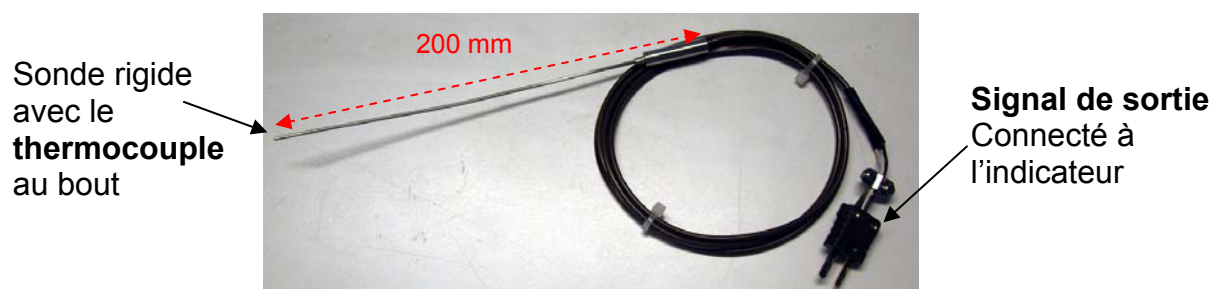


Figure 5. 18 : jauge de température

G. Le système de gaz

1. Les gaz

Dans l'expérience MACFLY nous avons utilisé deux gaz différents : l'azote pur et l'air sec. Ces deux gaz sont fournis sous forme de bouteille par l'entreprise Air Liquide. La composition des gaz est garantie par le constructeur comme étant :

- **Azote pur** : $>99,999\%$ de N_2 (impureté <10 ppm)
- **Air sec** : $(80\pm1)\%$ de N_2 et $(20\pm1)\%$ d' O_2 (impureté <5 ppm)

2. Contrôle de la pression

Le système de gaz de l'expérience MACFLY permet de contrôler la pression à l'intérieur des enceintes de mesure tout en laissant circuler en permanence un flux de gaz. Le système est composé de bouteilles qui fournissent le gaz, d'un débitmètre qui mesure le flux de gaz, des enceintes de mesure MF1 et MF2, d'un régulateur de pression Tescom et d'une pompe à membrane. Il est réalisé à l'aide de tuyaux en cuivre pour éviter toute infiltration d'humidité dans le gaz.

Le régulateur de pression est placé entre les chambres de mesures et la pompe à vide. En tournant la vanne du régulateur de pression, on choisit la pression que l'on veut obtenir. On peut ainsi choisir en principe toutes les pressions comprises entre la pression maximale à la sortie de la bouteille et le vide créé par la pompe. En pratique on se contente de rester entre le vide et 1000 hPa.

Il est important de permettre au gaz de circuler pour garantir une stabilité de sa composition. En effet la qualité du gaz peut être dégradée par des fuites d'air ambiant. De plus on a besoin aussi d'une circulation du gaz pour pouvoir le refroidir et contrôler ce refroidissement.

On peut modifier la configuration du système de gaz grâce à un ensemble de vannes qui permettent de choisir le type de gaz, l'enceinte de mesure contrôlée (MF1, MF2 ou les deux en même temps), l'utilisation du système de refroidissement ou du régulateur de pression. La figure 5.19 représente le schéma du système de gaz installé au CERN.

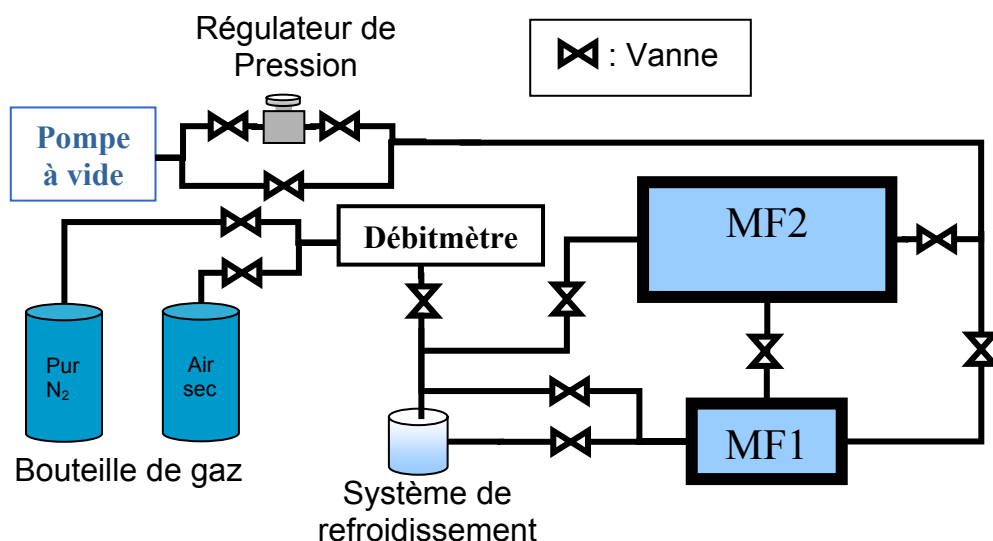


Figure 5. 19 : schéma du système de gaz de l'expérience MACFLY au CERN

H. Le système de refroidissement

Le système de refroidissement de l'expérience MF1 permet de refroidir la chambre de mesure et le gaz injecté à l'intérieur. Il se compose d'une boîte thermique dans laquelle on place la chambre et d'une cuve remplie d'azote liquide dans laquelle on refroidit le gaz avant de l'envoyer dans MF1 (voir figure 5.20). A l'intérieur de la cuve, le tuyau du système de gaz est enroulé en spirale. Il fait quelques boucles dans l'azote liquide pour permettre au gaz d'avoir le temps de se refroidir puis il se connecte à l'enceinte de MF1.

L'azote liquide à l'intérieur de la cuve s'évapore régulièrement et un gaz très froid s'en échappe en permanence. Ce gaz d'échappement est récupéré et injecté à l'intérieur la boîte thermique pour refroidir tout l'ensemble du dispositif MF1. Pour augmenter la quantité de gaz sortant de la cuve, on peut injecter au fond de la cuve une petite quantité de gaz chaud qui fait entrer en ébullition l'azote liquide.

La boîte thermique est une enceinte cubique d'environ 70 cm de côté avec des parois en mousse de polyuréthane de 10 cm d'épaisseur. Les parois internes sont tapissées de réflecteurs en aluminium pour limiter les échanges thermiques par radiation. Un ventilateur est placé à l'intérieur de la boîte thermique pour homogénéiser la température à l'intérieur.

Lors du test de l'été 2004 au CERN, le système de refroidissement a permis de descendre la température de 20°C en dessous de la température ambiante. Le système nécessite encore quelques perfectionnements pour descendre plus bas en température. Ces améliorations n'ont pas pu être réalisées au CERN par manque de temps (le test en température a duré seulement une journée).

Le dispositif est actuellement en cours de perfectionnement pour la prochaine campagne de mesure à Dubna grâce au travail des équipes du JINR sur place.

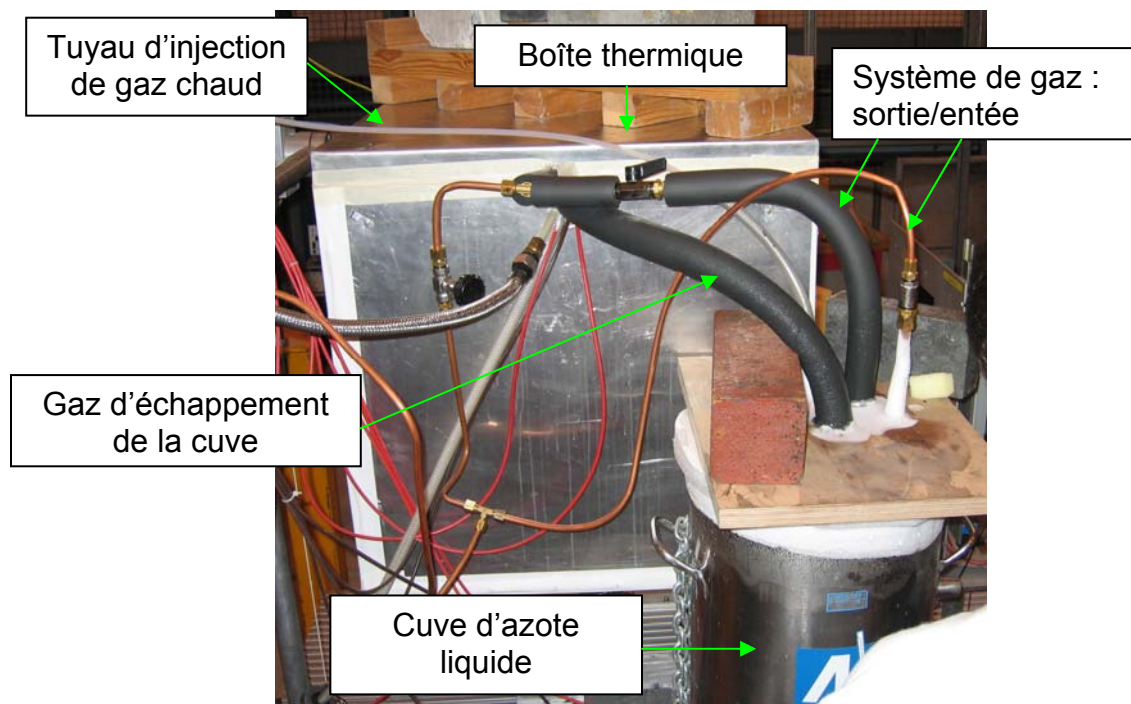


Figure 5. 20 : photo du système de refroidissement de MF1 au CERN

I. Source radioactive

Pour tester notre dispositif expérimental au laboratoire, nous utilisons une source radioactive β^- de strontium 90. Cette source nous permet aussi de faire une mesure de la fluorescence de l'air excité par des électrons de basse énergie (1,5 MeV). Cette mesure a déjà été réalisée par d'autres expériences et peut donc nous servir de référence pour vérifier la compatibilité nos résultats avec celles d'autres expériences.

La source de strontium 90 de chez « AEA technology » avait une activité de 37 Mbq le 22/03/04. Elle se présente sous la forme d'un bâtonnet cylindrique de 2 mm de diamètre pour 10 mm de long. La partie radioactive se trouve à l'une des deux extrémités du cylindre.

La source est en fait composée de deux radionucléides : le $^{90}_{38}\text{Sr}_{52}$ et le $^{90}_{39}\text{Y}_{51}$. La radioactivité provient donc de deux désintégrations.

- ^{90}Sr en ^{90}Y qui a une demi-vie $T_{1/2} = 28,15 \pm 0,1$ ans
- ^{90}Y en ^{90}Zr qui a une demi-vie $T_{1/2} = 64,1 \pm 0,1$ heures

La source étant à l'équilibre, son activité est régulée par la désintégration la plus stable donc le temps de demi-vie de la source est : $T_{1/2} = 28,15$ ans.

Les deux désintégrations se font par émissions β^- (c'est-à-dire d'électrons). Le tableau 5.3 résume les caractéristiques des différents rayonnements émis par la source.

radionucléide	transition		Energie (keV)	Intensité
^{90}Sr	β^- (Sr→Y)		Max : 546 ± 2 Moy : 196 ± 1	100 %
^{90}Y	β^- (Y→Zr)		Max : 2284 ± 2.5 Moy : 939 ± 1	99.984 %
	β^- (Y→Zr*)		Max : 523 ± 2.5 Moy : 188 ± 1	0.016 %
	γ (Zr*→Zr)	Paire e^\pm interne	768.7±0.6 répartie entre e^+ et e^-	0.0034 %
		e^- de conversion	De 1742.7 à 1760.7	0.013 %

Tableau 5.3 : Intensité et énergie des divers rayonnements d'une source de strontium 90

Pour obtenir un faisceau d'électrons traversant l'enceinte qui ne rayonne pas dans les autres directions (ni électron, ni gamma), nous avons réalisé un dispositif de sécurité entourant la source ne laissant sortir qu'un fin faisceau d'électron. Un schéma de ce dispositif est représenté figure 5.21. De plus, le faisceau d'électron peut être coupé à volonté grâce à une molette de contrôle.

Le système de sécurité qui entoure la source est composé de deux couches : une couche en plexiglas pour stopper les électrons et une couche en plomb pour arrêter les photons gamma et X. Une lumière de 5 mm de diamètre traverse ces deux couches pour créer un faisceau dans la direction voulue. La source de strontium n'émet pas de rayon γ mais le système a été développé pour tout type de source et notamment pour le ^{106}Ru qui émet des électrons jusqu'à 3,5 MeV accompagnés d'un rayonnement γ .

D'autre part l'interaction des électrons avec la matière peut produire des γ par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Ce phénomène est très important dans le plomb et c'est pour cela qu'on préfère arrêter les électrons dans du plexiglas qui a un Z plus faible.

Pour contrôler le faisceau, la source est placée sur un cylindre en laiton perpendiculaire à l'axe de la lumière. Grâce à une molette on peut faire tourner ce cylindre à l'intérieur du plexiglas et placer ou non la source en face de la lumière. Le système de contrôle du faisceau est manipulé depuis l'extérieur de la protection en plomb comme on peut le voir figure 5.22. Une fois monté ce système est parfaitement étanche et n'émet aucune radioactivité détectable.

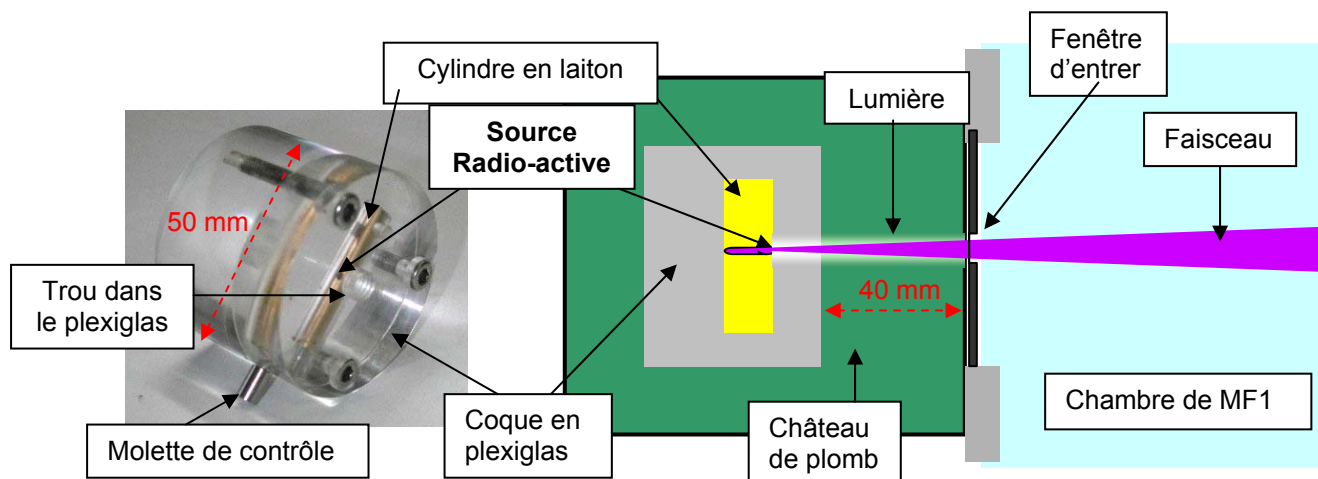


Figure 5. 21 : schéma du system de création d'un faisceau à partir de la source radio-active

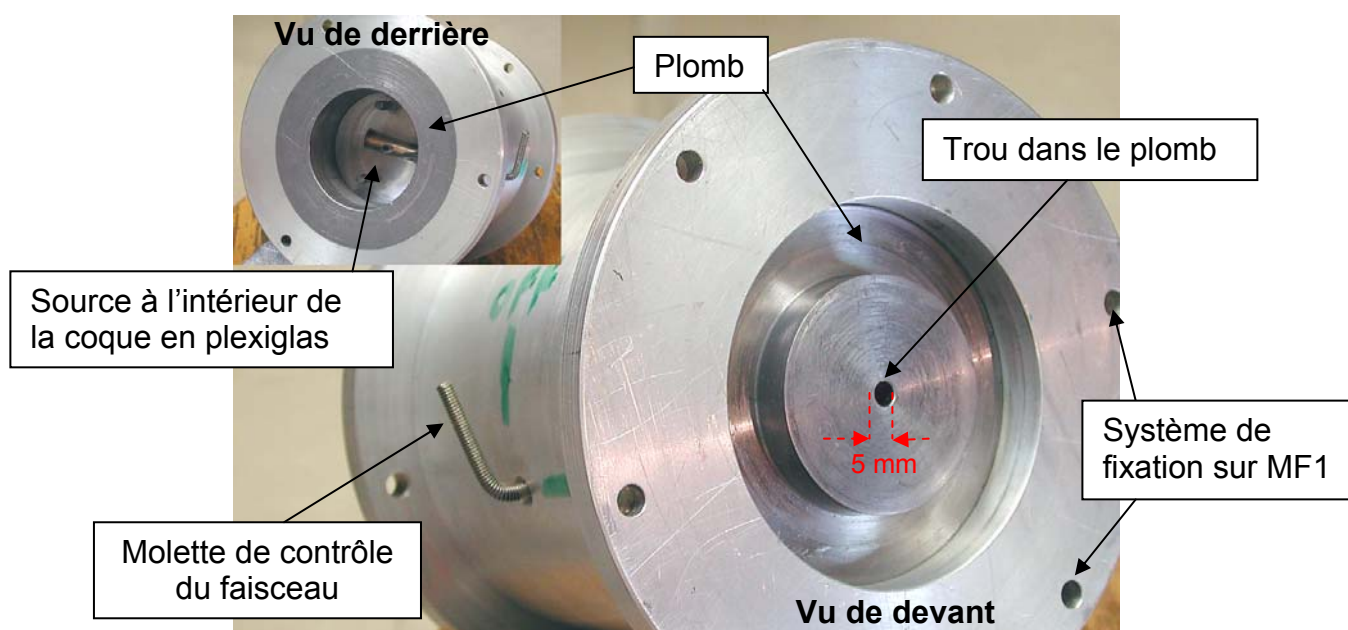


Figure 5. 22 : photo du système de sécurité entourant la source radioactive.

J. Système d'acquisition des données

Le système d'acquisition des données de l'expérience MACFLY change suivant la zones expérimentale où l'expérience est installée. Cependant, il garde toujours la même logique : Un système de déclenchement crée une porte logique de 100 ns au moment où une particule chargée traverse les enceintes de mesures. Un convertisseur de charge analogique/numérique (QDC) mesure alors la charge intégrée sur la porte du signal de sortie des PM après que ce signal ait été retardé du temps correspondant à la vitesse de déclenchement. Enfin un programme Labview récupère les données numériques de sortie du QDC via une interface VME et les écrit dans un fichier au format ascii.

Au CERN, le dispositif est complété par un TDC qui relit une chambre à retard fournissant la position du faisceau. La figure 5.23 est une photo du système d'acquisition au CERN sur laquelle on peut voir les châssis d'électronique utilisés et l'écran de l'ordinateur d'acquisition. Le dispositif fournissant la haute tension (Lecroy 4032A) aux PM est sur un châssis à juste à coté de l'électronique d'acquisition.

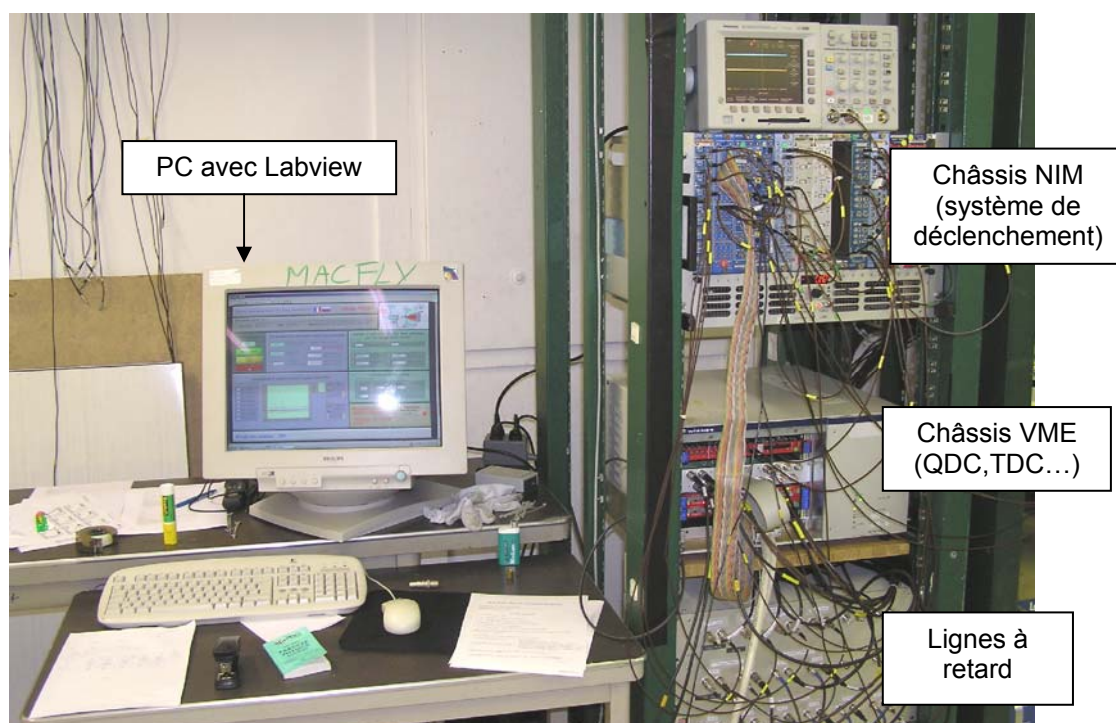


Figure 5. 23 : Photo du système d'acquisition des données de MACFLY au CERN

1. Système de déclenchement

Le système de déclenchement est composé de PM associés à des scintillateurs, connectés à un dispositif électronique créant une porte logique d'intégration pour le QDC. Les scintillateurs plastiques sont placés sur le parcours des particules. Lorsqu'une particule traverse la ou les chambres de mesures, elle interagit dans les scintillateurs produit du signal dans les PM. Le système de déclenchement crée la porte logique de 100 ns, lorsque le signal de sortie d'un ou de plusieurs PM dépasse un seuil défini. Les modules électroniques utilisés pour cela sont des module de standard NIM (« discriminateur », « dual timer », module de coïncidence...etc).

Un module d'électronique «In/Out Register » installé sur le châssis VME, permet de choisir entre un déclenchement de la porte aléatoire et un déclenchement liée aux signaux de sortie

des PM de déclenchement. Cette carte étant branchée sur le châssis VME , elle est contrôlée par l'ordinateur d'acquisition. Le déclenchement aléatoire est utilisé pour étudier le bruit de fond de l'expérience.

Le système de déclenchement déclenche aussi un veto qui empêche tout nouveau déclenchement pendant la temps de conversion des données par le QDC. Ce veto d'environ 10 μ s permet d'éviter de saturer le système d'acquisition.

La figure 5.24 représente un schéma du système d'acquisition des données et du système de déclenchement. Les modules en vert sont des cartes VME connectées au PC d'acquisition et les modules en brun sont des cartes NIM.

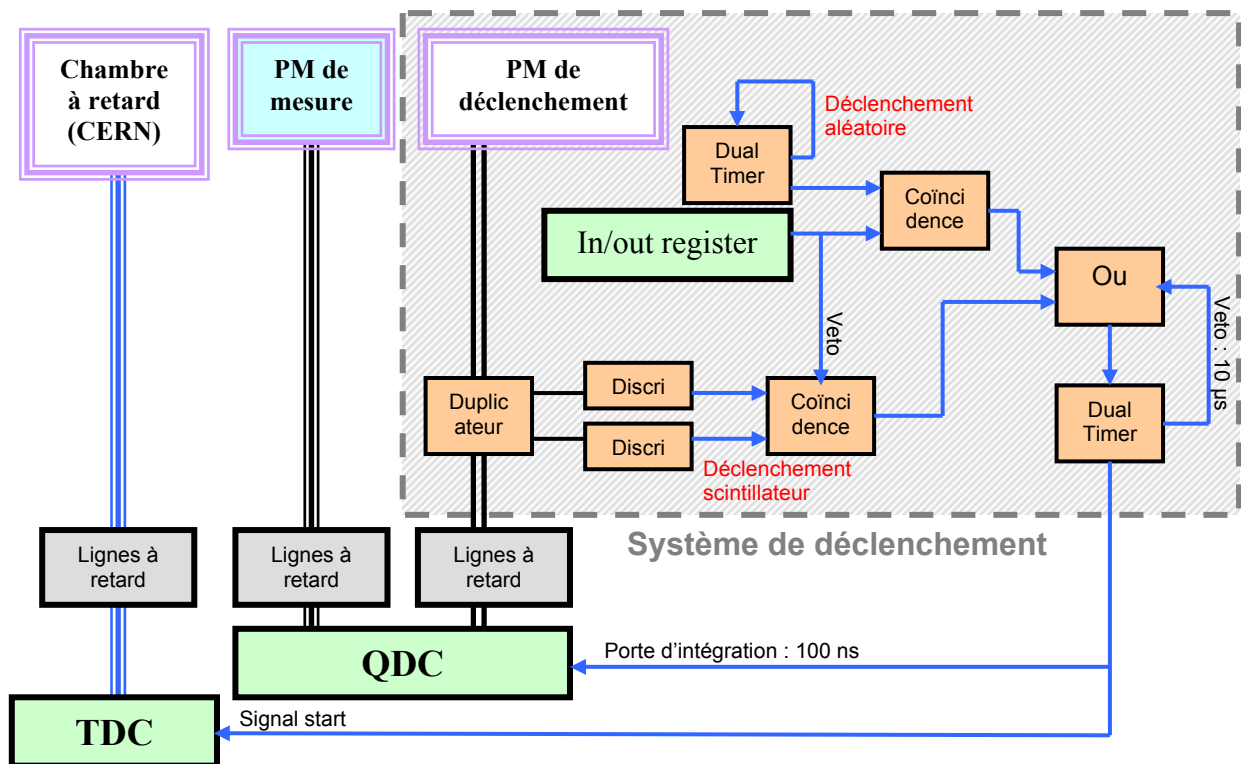


Figure 5. 24: Schéma du système d'acquisition des données

2. QDC

Le QDC utilisé dans l'expérience MACFLY est le QDC V792 de CAEN. Ce QDC utilise la norme VME. Il peut intégrer et numériser 32 canaux à la fois mais nous l'utilisons dans un mode où il ne numérise que 16 canaux pour gagner du temps. Pour chaque canal il fournit une valeur entre 0 et 4095 qu'on appelle le nombre de « bin ». chaque bin correspond à une charge de -100 fC.

Il mesure la charge intégrée à la sortie du PM quand celle-ci est comprise entre 0 et -400 pC avec une précision de 0,1 pC. Les PM de MACFLY ayant un gain de l'ordre de $2 \cdot 10^7$, le photoélectron unique correspond à une charge de l'ordre d'environ 3.2 pC largement supérieure à la résolution du QDC (il y a alors une trentaine de bins entre le piédestal et le signal de photoélectron unique)

Nous avons construit une carte permettant de faire l'interface entre l'entrée du QDC (format ECL) et les câbles de sortie des PM (format BNC). Cette carte nous permet aussi d'éviter de passer par des câbles de standard NIM qui ont tendance à produire un fort bruit de fond.

Avec le QDC on mesure le signal de sortie de tous les PM de MF1 et MF2 ainsi que tous les PM de déclenchement. La connaissance du signal des différents PM de déclenchement nous permet de faire des sélections d'évènements (coupure), lors de l'analyse des données.

3. TDC

Dans l'expérience MACFLY on utilise le convertisseur de durée analogique/numérique (TDC) de CEAN : TDC V775. Ce TDC fournit pour chacun de ces 32 canaux, un nombre de bin entre 0 et 4095 qui correspond à la durée entre le déclenchement commun et le signal de stop de chaque canal. La résolution est réglable de 35ps/bin à 300ps/bin.

Nous avons utilisé ce TDC pour relire la chambre à retard installé sur la ligne de faisceau au CERN qui nous donne la position exacte de chaque particule étudiée. Nous avons aussi envisagé d'utiliser le TDC pour mesurer le temps de vie des états excités de l'azote mais cela n'a pas été mis en oeuvre car cette mesure n'est pas une mesure prioritaire.

4. Programme Labview

Nous avons développé un programme Labview qui récupère les données de l'ADC et du TDC via l'interface VME et qui les écrit dans un fichier. Ce programme a été optimisé pour relire le plus vite possible les données pour permettre d'augmenter un maximum le taux de déclenchement. Grâce à lui nous pouvons collecter jusqu'à 10 000 évènements par seconde sans TDC et environ 3000 évènements par seconde avec le TDC.

5. Structure des données

Le fichier ascii crée par le programme labview contient presque toutes les informations utiles à l'analyse. Dans l'entête, on retrouve les informations relatives au « run » : date, lieu, numéro, gaz, pression, nombre de canaux de QDC et de TDC relus... (voir figure 5.25).

Après l'entête, il y a le tableau des données proprement dit, où pour chaque évènement on indique le numéro d'évènement, l'heure (nombre de seconde depuis le premier janvier 1972), le type de déclenchement (0 : réel ou 1 : aléatoire) et la valeur fournit par le QDC et le TDC pour chaque canal (entre 0 et 4095).

Data	CERN	09.08.2004 21:05:00	← Type, lieu, date, heure				
Run	195	← Numéro du run					
16 ADC	8 TDC	← Nombre de canaux de QDC et de TDC relus					
Gas	0	} Information sur le gaz étudié					
humidite(%)	50						
pression,mBar	100						
Temperature,C	25						
Showers	5	← Nombre de disques en cuivre du pied de gerbe					
Event	Time	Trig	0	1	2	3	4
2	1027439461	0	109	417	78	87	99
3	1027439461	0	492	368	77	87	98
4	1027439461	0	112	525	77	87	100

Figure 5. 25 : exemple de fichier de données MACFLY

K. Etalonnage

1. Principe général

L'objectif de l'expérience MACFLY est de réaliser une mesure absolue de la fluorescence de l'air aussi bien avec MF1 qu'avec MF2. Pour étalonner notre dispositif expérimental nous utilisons la stratégie suivante :

La chambre de mesure MF1 nous sert de référence. On mesure avec précision tout son système optique (miroir, lentille...etc). On entre les résultats de ces mesures dans une simulation pour obtenir l'efficacité du détecteur. On confronte notre simulation à des mesures prises avec une source de lumière UV témoin : rayonnement Čerenkov ou diode électroluminescente. Toutes ces mesures nous permettent alors d'affiner notre estimation de l'efficacité de MF1. L'objectif de l'expérience est d'obtenir une incertitude de mesure inférieure à 10%.

L'étalonnage de MF2 se fait grâce à MF1 à partir de mesures dans le même gaz donc avec le même rendement de fluorescence sans mettre de pied de gerbe dans MF2. Sans pied de gerbe le signal est très faible dans MF2 donc cet étalonnage se fait avec de l'azote pur. On pourrait aussi imaginer utiliser un gaz encore plus scintillant tel qu'un mélange azote/argon.

2. Etalonnage du système optique de MF1

Pour étalonner le système optique de MF1, nous avons conçu et construit un banc de mesure composé d'une source de lumière UV, d'un système optique du même type que celui de MF1 (lentille, cône, filtre et PM) et d'une fibre optique qui amène la lumière UV à la position et à l'angle d'incidence voulu devant la lentille. La position de la fibre optique est mesurée par une règle et un goniomètre (voir figure 5.26). Le tout est placé à l'intérieur d'une boîte noire.

La source de lumière UV utilisée est une diode électroluminescente (LED) pulsée et stabilisée à $\pm 0,2\%$ émettant un spectre lumineux centré sur 370 nm d'environ 20 nm de large.

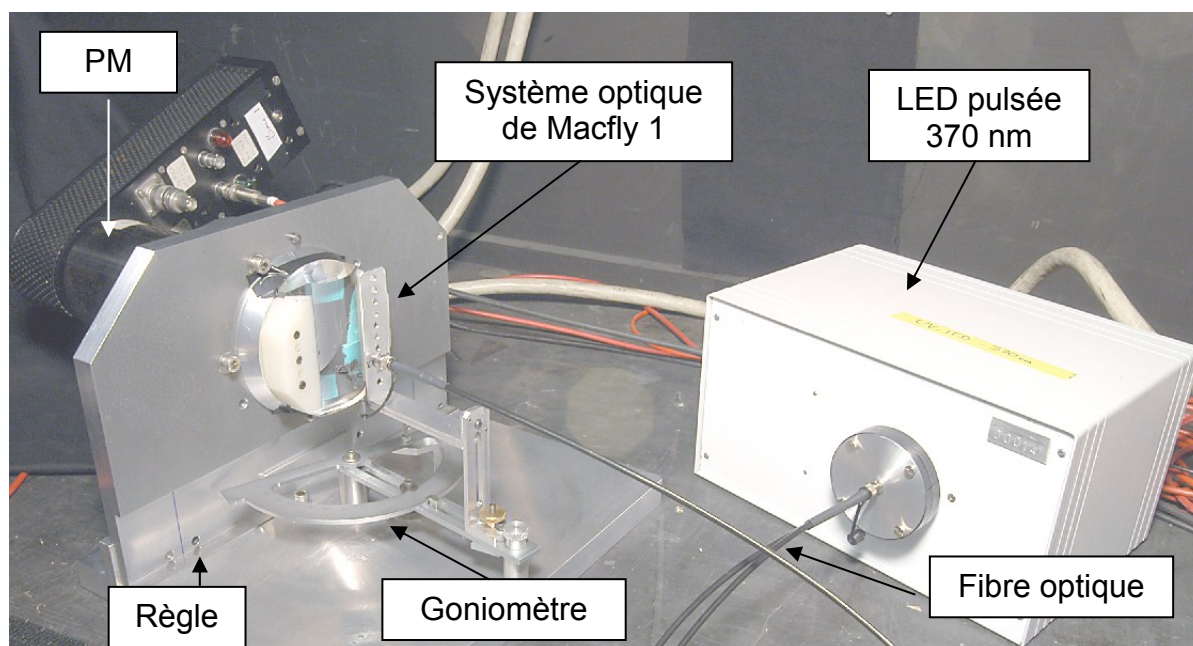


Figure 5. 26 : photo du dispositif d'étalonnage construit au LAPP

On peut aussi utiliser comme source de lumière la lampe au xénon d'un spectromètre équipé d'un réseau diffractant. Avec cet appareil, on peut faire varier la longueur d'onde de 250 nm à 600 nm et étudier le comportement du système optique à différente longueur d'onde. Cependant l'intensité absolue du flux lumineux n'est pas connu et l'on ne peut faire que des mesures relatives. Par exemple la figure 5.9 représente le rapport entre le signal détecté par le PM du banc d'étalonnage monté avec un cône de Winston en miroir CMS et le même signal avec un cône en mylard aluminisé.

3. Etalonnage des PM

L'étalonnage absolu des PM utilisés dans l'expérience MACFLY est un point clef du projet. La figure 5.27 représente la variation de l'efficacité quantique (EQ) en fonction de la longueur d'onde d'après les données du constructeur (EMI). On voit que l'EQ varie peu sur le domaine qui nous intéresse (300/400 nm). La valeur moyenne entre 300 et 400 nm est d'environ 25%.

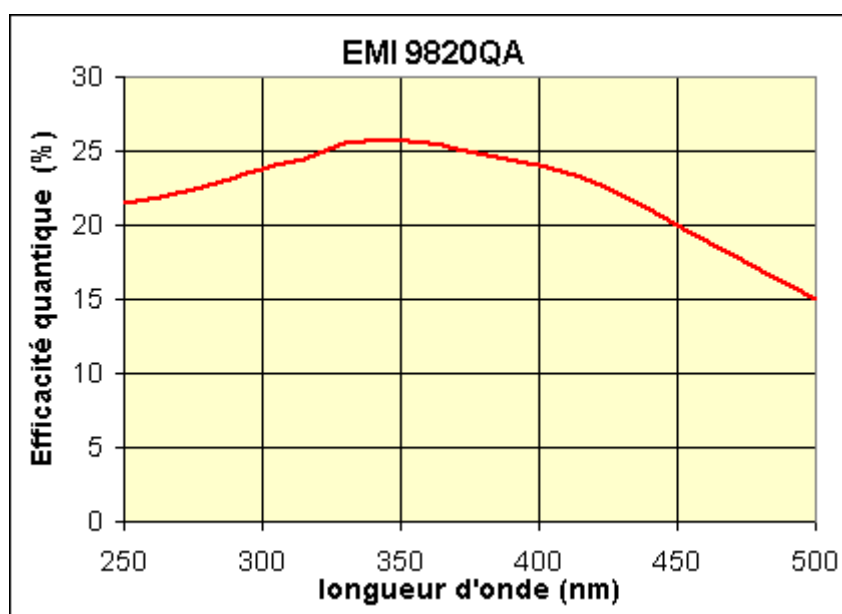


Figure 5. 27 : Efficacité quantique des photomultiplicateur EMI 9820QA

Pour étalonner les PM, il nous faudrait une source UV calibrée de même longueur d'onde que la fluorescence de l'air (~350 nm) mais nous n'en avons pas. Grâce à notre source pulsée (370 nm), nous avons pu faire une mesure relative de l'EQ des différents PM. Pour obtenir la valeur absolue de l'EQ de chacun de ces PM, on suppose que la valeur moyenne des EQ est de 25%. Le tableau 5.4 résume le résultat obtenu de chacun des PM identifié par son numéro de série.

D'autre part l'étalonnage absolu des PM a été réalisé au JINR avec un dispositif utilisant une source de lumière à 480 nm. Le résultat de cet étalonnage est présenté dans le tableau 5.4. Le dispositif devrait bientôt être modifié pour permettre un étalonnage absolu dans l'UV.

PM (n°)	3121	3366	3362	3357	3346	3150	3256
EQ (370 nm)	24,1%	21,8%	33,1%	24,7%	24,9%	24,9%	21,4%
EQ (480 nm)	-	17,4%	24,4%	-	-	-	-

Tableau 5. 4 : Efficacité Quantique des PM utilisé dans l'expérience MACFLY (incertitude 10%)

4. In situ

La chambre MF1 est équipée d'un système de connecteur de fibre optique étanche permettant d'amener une source de lumière à l'intérieur. Ce système a été installé pour contrôler la stabilité de la détection de la lumière par MF1 dans toutes les conditions de mesure. Ce système est particulièrement utile pour la mesure de la dépendance en température où le gain des PM peut varier fortement et avec l'utilisation d'air humide qui peut faire de la « buée » sur le miroir ou les lentilles.

La géométrie du système est décrite par la figure 5.28. Il existe deux entrées de fibre optique (un par PM). Une fibre optique spéciale avec une entrée et deux sorties, nous permet de dédoubler le signal lumineux provenant de la LED UV pulsée stabilisée.

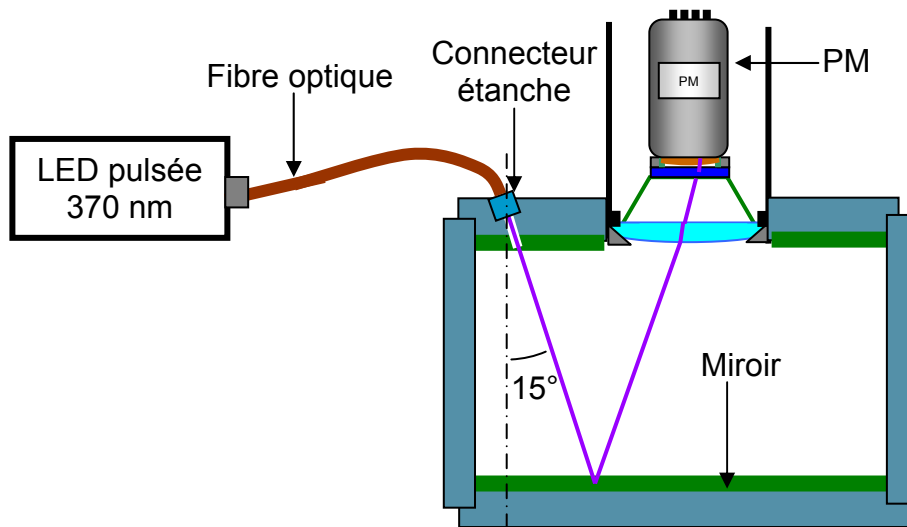


Figure 5. 28: schéma du dispositif de contrôle de la stabilité de MF1 in situ

L. Dispositifs expérimentaux

L'expérience MACFLY est une expérience mobile conçue pour pouvoir s'adapter à différentes zones expérimentales. La campagne de mesure principale a eu lieu l'été 2004 sous faisceau test au CERN mais l'expérience a été mise au point et testée en laboratoire avant.

Le tableau 5.5 rappelle les différentes étapes du projet depuis sa conception jusqu'aux prochaines campagnes de mesure. L'expérience a pour l'instant été installée sur trois sites expérimentaux. Premièrement nous avons fait une série de mesures préliminaires au LAPP pour vérifier le principe de fonctionnement. Ensuite nous nous sommes installées sur une ligne de faisceau test du CERN. Enfin nous avons tenté de faire une mesure avec le microtron du JINR.

Date	Evènement
Septembre 2002	Naissance du projet
Octobre 2002	Présentation du projet au FIWAF[122]
Hivers 2002/2003	Conception et simulation : Macfly = MF1 + MF2
	Entrée du LIPP dans la collaboration
Avril 2003	Création du site internet : http://lappweb.in2p3.fr/MACFLY/
Mai 2003	Premier contact avec le JINR
Été 2003	Construction de MF1
Octobre 2003	Tests au vide (étanchéité aux fuites) de MF1
Décembre 2003	Rapport d'étape au Airlight03[123]
Avril 2004	Réception (tardive) de la source radioactive et premières mesures de la fluorescence de l'air au LAPP
Juin 2004	Fabrication des nouveaux miroirs pour MF1
Juillet 2004	Construction de MF2
Août 2004	Semaine de faisceau test au CERN
Novembre 2004	Campagne de mesure au JINR avec le Microtron
Février 2005	Présentation des premiers résultats au IWF05[124]
Été 2005	Campagne de mesure au JINR avec le Phasotron ?

Tableau 5. 5 : Etapes du développement chronologique du projet MACFLY

1. En Laboratoire (LAPP)

Au laboratoire, nous avons développé un dispositif expérimental de mesure de la fluorescence utilisant la source radioactive (^{90}Sr) installée sur la chambre de mesure Macfly1. D'un côté de l'enceinte on place le système produisant un faisceau d'électron à l'aide de la source (cf. partie I.) et de l'autre on place un scintillateur plastique de 5 mm d'épaisseur et de 50 mm de diamètre couplé à un PM. Le signal de sortie de ce PM est utilisé pour le déclenchement d'un évènement. La figure 5.29 représente un schéma du dispositif.

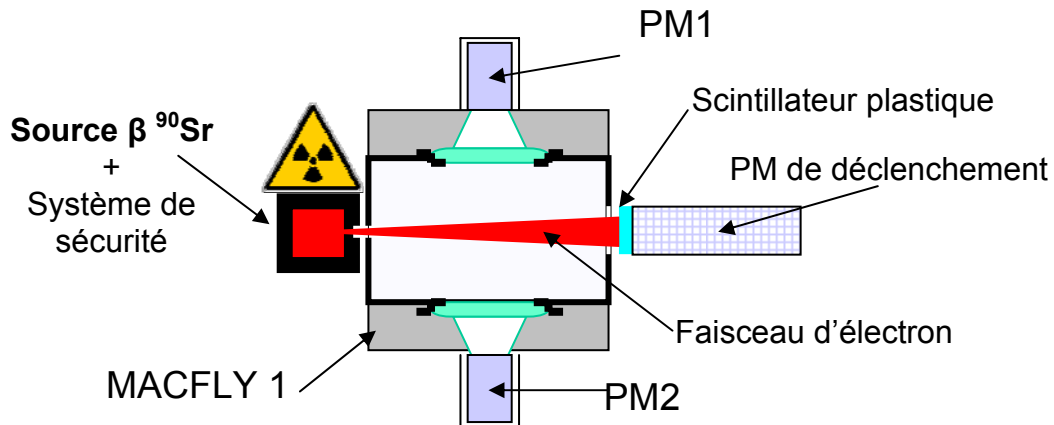


Figure 5. 29 : schéma de principe du dispositif expérimental au LAPP

Les électrons produits par la source radioactive sont de faible énergie et la plupart n'atteignent pas le scintillateur. Ceux qui y parviennent tout de même, déposent toute leur énergie dans le scintillateur. Son épaisseur a été optimisée pour arrêter tous les électrons de la source tout en restant le plus fin possible pour limiter le nombre d'événements fortuits dus par exemple au rayonnement cosmique.

Comme les électrons déposent toute leur énergie dans le scintillateur, l'amplitude du signal de sortie du PM de déclenchement nous donne une information sur l'énergie des électrons. La simulation en GEANT4 du dispositif a montré que les électrons émis par la source perdent en moyenne 500 keV entre leur émission et la détection par le scintillateur. Cette perte a lieu principalement dans la fenêtre de sortie de MF1 (disque d'aluminium de 0,8 mm d'épaisseur).

Après un étalonnage du système de détection en plaçant la source directement sur le scintillateur, on estime que l'énergie moyenne déposée par les électrons dans le scintillateur est d'environ 1 MeV (voir figure 5.30). L'énergie moyenne des électrons dans la chambre de mesure est alors de l'ordre de **1,5 MeV**.

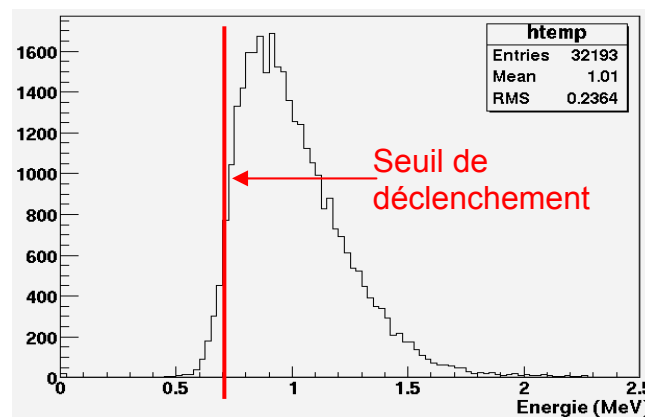


Figure 5. 30 : Energie déposée dans le scintillateur

Les mesures faites au LAPP ont été réalisées au printemps 2004. A cette époque le système de contrôle de la pression du gaz n'était pas au point. Les mesures prises au LAPP sont donc uniquement à pression atmosphérique ou dans le vide. Le système d'acquisition était aussi légèrement différent avec un enregistrement de l'heure uniquement tous les 16 événements.

Dans ces données on ne relit que 4 canaux de QDC. Le canal 0 est relié à un PM témoin plongé dans le noir, les canaux 1 et 2 sont reliés aux deux PM de MF1 et le canal 3 correspond au PM du système de déclenchement. Les deux PM de MF1 étaient équipés de filtres BG3.

Une véritable campagne de mesures avec le système de gaz était prévue en automne 2004 mais nous avons fait le choix d'envoyer rapidement la chambre de mesure MF1 en Russie au JINR pour la campagne de mesure avec le microtron.

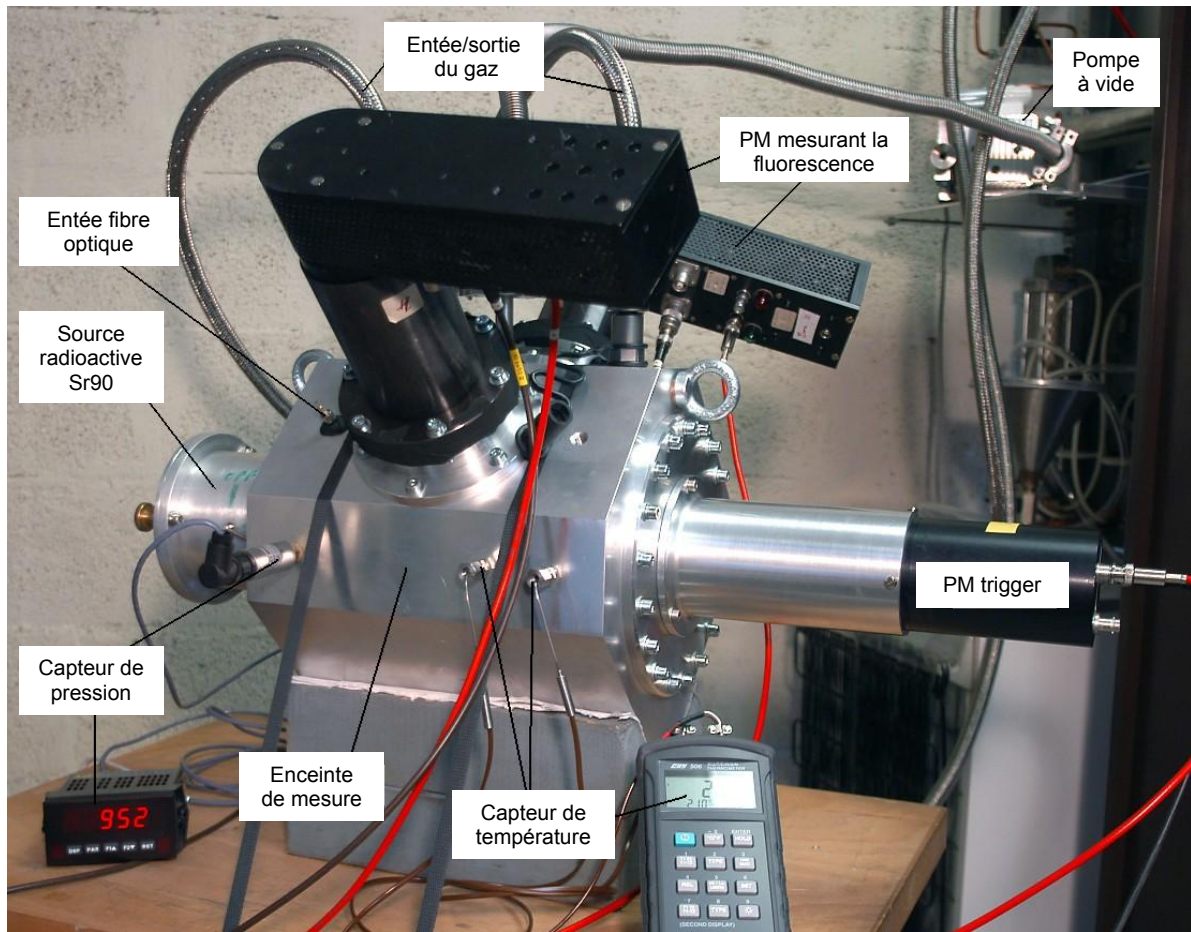


Figure 5. 31 : photo du dispositif expérimental, installé au LAPP au printemps 2004, utilisant une source radio-active strontium 90.

2. En faisceau test au CERN

L'expérience MACFLY a obtenu une période de 15 jours de faisceau test au CERN sur la ligne de faisceau T1-X5 du SPS pendant l'été 2004 qui était le dernier été avant la fermeture de la zone ouest de faisceau test. Cette période se décompose en deux parties. Pendant la première période de cinq jours du 28/07 au 01/08, nous étions en mode parasite. Cette période nous a permis de nous installer et de mettre au point le système d'acquisition. Pour la deuxième partie du 02/08 au 11/08, nous étions utilisateur principal du faisceau. Pendant cette période nous avons mis en place un système de roulement permettant de faire des mesures 24h/24.

Le faisceau SPS du CERN est un faisceau pulsé qui envoie régulièrement un paquet de protons de 450 GeV dans une cible fixe. Le faisceau que l'on utilise est un faisceau produit à partir des particules secondaires créées lors de la collision des protons sur la cible. Un ensemble de collimateurs et d'écrans permet de contrôler l'énergie et la nature des particules incidentes. Le faisceau arrivant dans la zone expérimentale garde la même structure temporelle que le SPS. Il envoie un paquet de particules toutes les 16,8 s. L'arrivée de ces particules s'étale sur une durée d'environ 4,8 s. Chaque paquet est composé de plus ou moins de particules. On peut en modifier leur nombre en ouvrant plus ou moins les collimateurs. Dans l'expérience MACFLY on essaye d'avoir environ 10 000 particules par paquet si cela est possible.

Pendant la campagne de mesure de l'été 2004 au CERN, Nous avons utilisé des faisceaux d'électrons de 5, 20, 50, 80 et 100 GeV, des faisceaux de muons de 50 et 80 GeV et un faisceau de pions de 20 GeV. La plupart de nos mesures ont été effectuées avec des électrons de 50 GeV et 80 GeV. Au total, nous avons fait environ 220 runs mesurant la fluorescence de l'air sec et de l'azote pur à des pressions comprises entre 10 et 1000 hPa. Nous avons aussi mesuré la dépendance en fonction de l'âge de la gerbe en changeant l'épaisseur du pied de gerbe de MF2 entre 0 et 10 cm de cuivre. Enfin nous avons fini par un test du système de contrôle de la température de MF1. Le tableau 5.6 résume les différentes activités du groupe pendant la période allouée à l'expérience.

SPS Operation

Period 2A 2004 Jul 28 to Aug 18

SPS246

Schedule issue date: 29-Oct-2004

Version 3.3

(colour code: purple (dark) = scheduling meeting , light green (light) = weekend or holiday)

Date	Wed 28 Jul	Thu 29 Jul	Fri 30 Jul	Sat 31 Jul	Sun 1 Aug	Mon 2 Wk32	Tue 3 Aug	Wed 4 Aug	Thu 5 Aug	Fri 6 Aug	Sat 7 Aug	Sun 8 Aug	Mon 9 Wk33	Tue 10 Aug	Wed 11 Aug	Thu 12 Aug	Fri 13 Aug	Sat 14 Aug	Sun 15 Aug	Mon 16 Wk34	Tue 17 Aug	Wed 18 Aug	
Machine	SPS MD										Long MD										CPS + SPS		
REA	T1 -X5	8h P. Martinengo 105 X5A					ALICE-HMPID		8h P. Nedelec 105 X5A		MacFLY					10h P. Martinengo 105 X5A		ALICE-SDD					
	Activité	Installation et tests (en parasite)						Mesures (utilisateur principal)					Désinstallation										
	faisceau	Muon			e ⁻ 20 et 50 GeV			e ⁻ & μ ⁻ 80 GeV		π ⁻ 20 GeV													
	Gaz	Air ambiant						vide	N ₂	Air sec		N ₂											
	Temp.	Température ambiante (environ 27°C)										test											
	Pression (hPa)	P. ambiante (970 hPa)					0	De 10 à 1000				70	500										
	Pied de gerbe	-					De 0 à 7 X ₀				-												

Tableau 5. 6: Programme de l'expérience MACFLY au CERN (été 2004)

Le dispositif expérimental installé au CERN comprend les chambres de mesure MF1 et MF2, deux couples de raquettes de déclenchement et une chambre à retard. Ces différents éléments ont été positionnés les uns après les autres le long de la ligne de faisceau comme représenté sur la figure 5.32. La chambre MF1 a été placée à l'intérieur de la boîte thermique comme on peut le voir sur la photo de la zone expérimentale figure 5.34.

D'autre part, au cours de la période de mesure une autre raquette de déclenchement a aussi été installée derrière de gros blocs de béton pour différentier les électrons des muons.

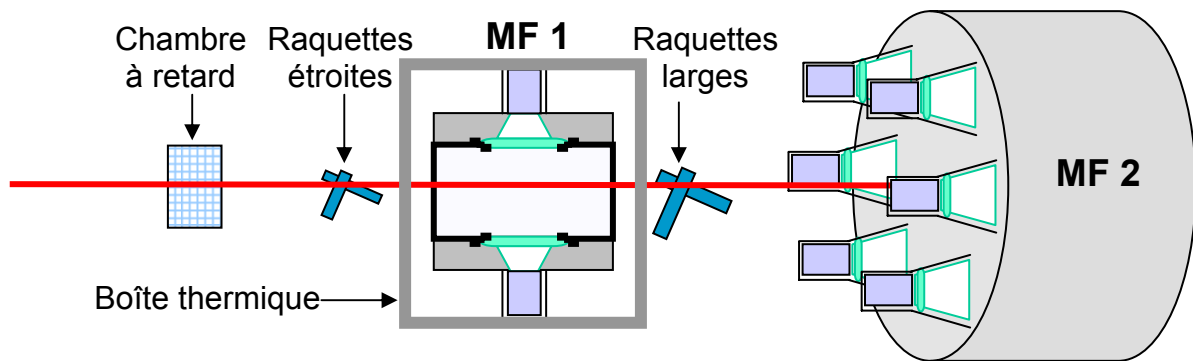


Figure 5. 32 : disposition du dispositif expérimental au CERN

Les raquettes larges et étroites sont des scintillateurs couplés à des PM qui repèrent le passage d'une particule dans une zone de détection. On a deux couples de raquettes avec une zone de détection plus ou moins large (cf. figure 5.33). Le système de déclenchement utilise l'un ou l'autre de ces couples.

La chambre à retard est un dispositif composé d'un réseau de fils résistifs qui permet de connaître la position du faisceau en mesurant la différence de temps d'arrivée du signal de chaque coté d'un fil. La précision de ce dispositif est de l'ordre de 0,5 mm. La figure 5.33 représente la position des particules obtenue avec un faisceau d'électrons de 50 GeV. La forme du faisceau change dans le temps et suivant l'énergie et la nature des particules. Dans tous les cas l'écart type du faisceau reste de l'ordre de quelques millimètre. Dans le cas représenté figure 5.33 on a $\sigma_x=3,2$ mm et $\sigma_y=5,7$ mm.

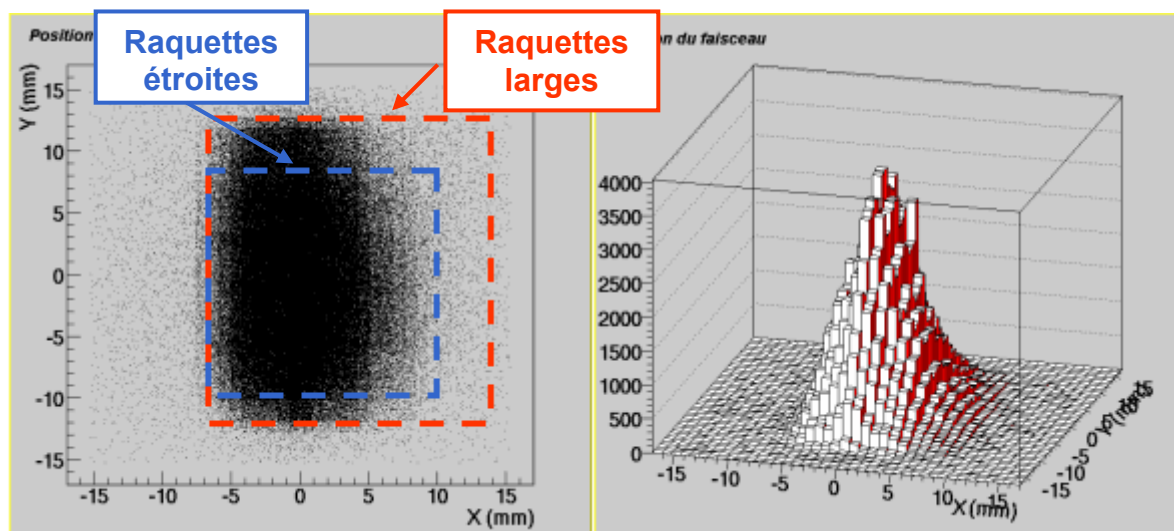


Figure 5. 33: position du faisceau d'électron de 50 GeV du SPS (CERN) fournie par la chambre à retard.

Pour chaque run, on enregistre l'ensemble des données de l'expérience (raquette de déclenchement, chambre à retard et chambre de mesure). Le tableau 5.7 résume la composition de ces données. Les données décrites en grisé, sont celles de PM n'ayant pas fonctionné correctement lors de la campagne de mesures.

QDC	Canal 0 & 1	Couple de PM de déclenchement (Raquettes étroites)
	Canal 2	PM n°3121 de MF1 avec un assemblage de filtres BG3+GG385
	Canal 3	PM n°3366 de MF1 avec un filtre BG3
	Canal 4	PM n°3357 de MF2 avec un filtre BG3
	Canal 5	PM n°3362 de MF2 avec une fenêtre en silicate
	Canal 6	PM n°3254 de MF2 avec un filtre GG385
	Canal 7	PM n°3129 de MF2 avec un filtre BG3
	Canal 8	PM n°3150 de MF2 avec une fenêtre en silicate
	Canal 9	PM n°3256 de MF2 avec un assemblage de filtres BG3+GG385
	Canal 10 & 11	rien
	Canal 12 & 13	Couple de PM de déclenchement (Raquettes Larges)
	Canal 14 & 15	Couple de PM de déclenchement placé derrière un mur de béton
TDC	Canal 0,1,2,3	rien
	Canal 4 & 5	Signal de la chambre à retard donnant la position horizontale : $X = (TDC4 - TDC5) * 0.059 - 0.65$; (en mm)
	Canal 6 & 7	Signal de la chambre à retard donnant la position verticale : $Y = (TDC6 - TDC7) * 0.059 - 1.51$; (en mm)

Tableau 5. 7 : composition des données de l'expérience MACFLY prises au CERN l'été 2004

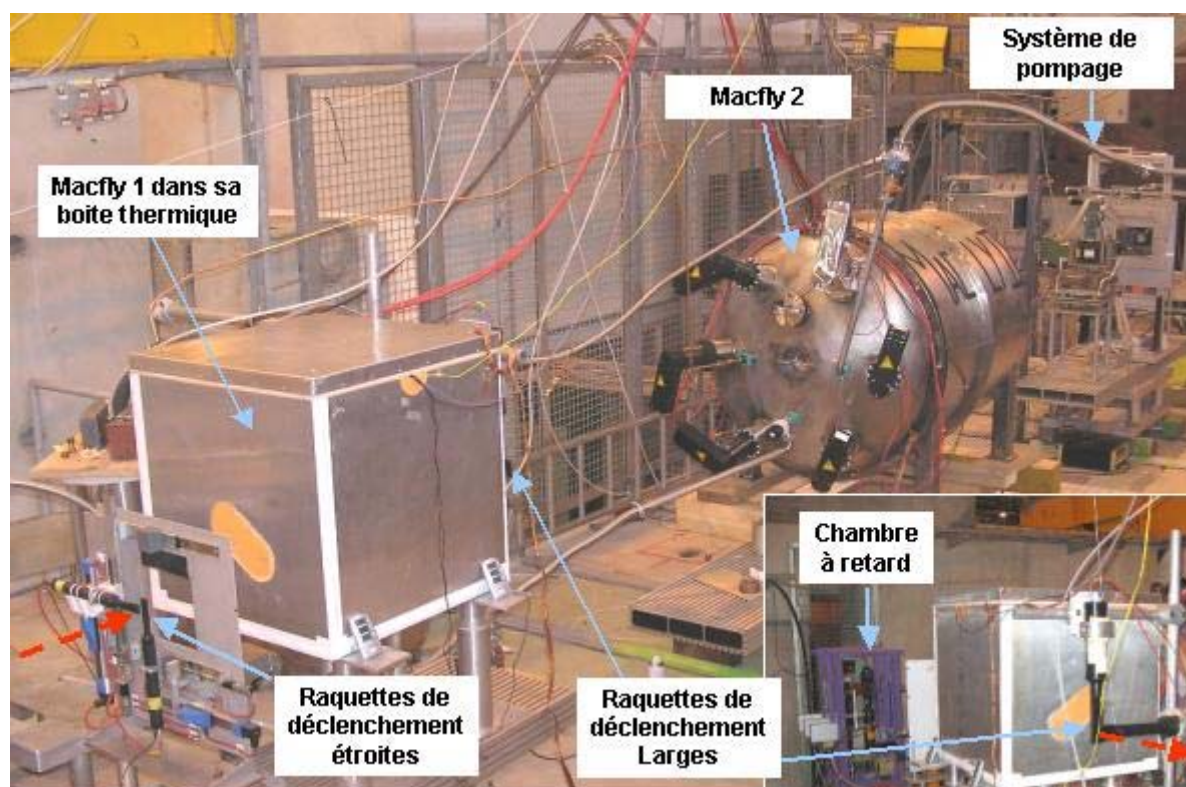


Figure 5. 34 : Photos du dispositif expérimental de l'expérience MACFLY sur la zone de faisceau du SPS T1-X5 au CERN.

3. Au JINR

En novembre 2004, L'expérience Macfly a eu à sa disposition le faisceau d'électron du microtron du JINR à Dubna en Russie. Le microtron est capable de fournir un faisceau d'électron de 12 à 24 MeV qui est une région du spectre très peu étudié.

Malheureusement, le niveau de bruit de fond trop élevé de la zone expérimentale, ne nous a pas permis de faire des mesures de la fluorescence de l'air.

Face à ce problème, il a été décidé d'utiliser un autre faisceau de particule disponible au JINR : le phasotron. Cet accélérateur fournit un faisceau d'électrons ou de positons ayant une énergie comprise entre 35 MeV et 350 MeV (avec 5% de précision).

La campagne de mesure avec le phasotron était prévue pour le mois de juillet 2005. Des premières mesures de bruit de fond sur la zone expérimentale ont montré que le niveau de bruit de fond est suffisamment faible pour faire une mesure de la fluorescence de l'air. Cependant un incendie a eu lieu récemment dans la zone expérimentale, nous obligeant à reporter la période de mesure à une date ultérieure.

Chapitre VI : Méthode d'analyses des données et études des systématiques

A. Principe de l'analyse

Dans l'expérience MACFLY, les évènements sont collectés un par un (évènement par évènement). C'est-à-dire que pour chaque évènement, on mesure le signal lumineux produit par une seule particule dans MF1 ou par une seule gerbe dans MF2. Le flux lumineux mesuré est alors très peu intense. Dans la majorité des évènements (>95%) les PM ne détectent aucun photon. Le flux lumineux moyen détecté est seulement de l'ordre de quelques centièmes de photon par évènement.

Les données sont collectées en séries d'évènements ayant des conditions expérimentales de mesure identiques, formant ce qu'on appelle un « run ». Pour chaque évènement on enregistre les valeurs de sortie du QDC qui correspondent aux intégrales des courants de sortie des PM (1 bin = 100fc). Ces charges sont elles-même proportionnelles au nombre de photons détectés par les PM pendant le temps d'intégration du QDC (100 ns). Le système d'acquisition stocke les données de chaque run dans un fichier. Un run MACFLY standard comporte environ un million d'évènements.

Le traitement des données se fait ensuite (« off line ») à l'aide d'un programme d'analyse développé dans l'environnement ROOT[83]. Les données sont organisées sous forme d'histogrammes à partir desquels le programme d'analyse détermine le flux lumineux moyen détecté par les PM.

En effet chaque histogramme représente la distribution de probabilité du signal de sortie du PM connecté au canal du QDC relu. Sa forme est reliée au nombre moyen de photon détectés par le PM dans les conditions expérimentales du run. Grâce à un ajustement de cette distribution par une fonction décrivant le fonctionnement d'un PM, on reconstruit le flux lumineux moyen détecté (DL) par ce PM lors du run. La méthode utilisée pour reconstruire la DL est détaillée à la partie B de ce chapitre.

Le signal de sortie d'un PM peut avoir différentes sources : soit il s'agit de la lumière créée dans l'enceinte lors du passage d'une particule (ou d'une gerbe), soit il s'agit de bruit de fond (Bgd). Les différentes sources de bruit de fond, leurs mesures et leurs simulations sont décrites dans la partie C de ce chapitre. La lumière créée dans l'enceinte est quant à elle, produite soit grâce à la fluorescence de l'air (FDL) soit par le rayonnement Čerenkov (CDL). La contribution du signal Čerenkov (CDL) est estimée grâce à la simulation détaillée du

dispositif expérimental (voir partie D). L'équation 6.1 résume les différentes composantes du flux lumineux moyen détecté (DL).

$$DL = FDL + CDL + Bgd \quad (6.1)$$

On soustrait alors de la quantité de lumière détectée DL, les deux contributions qui ne proviennent pas de la fluorescence du gaz (CDL et Bgd) pour obtenir la FDL. Enfin, en divisant la FDL par l'efficacité globale du détecteur (ϵ_{MF1} ou ϵ_{MF2}), on obtient la production de lumière par fluorescence (en nombre de photons) à l'intérieur de l'enceinte de mesure : la FLY. La détermination de l'efficacité totale de MF1 et de MF2, ainsi que leur incertitude est décrite en partie E.

$$FLY = \frac{DL - CDL - Bgd}{\epsilon_{MF}} \quad (6.2)$$

Avec le programme de simulation en GEANT4[128], on détermine la distribution de l'énergie déposée dans le gaz étudié lors d'un évènement. Les mesure se faisant avec un grand nombre d'évènement, on considère que l'énergie déposée lors d'un run (E_{dep}) est l'énergie moyenne de la distribution. On peut simuler E_{dep} pour MF1 (une particule) et pour MF2 (une gerbe). Le résultat de ces simulations est donné en partie F.

En divisant la FLY par E_{dep} , on obtient la production de lumière par quantité d'énergie déposée : FLY/E. On peut alors comparer la valeur obtenue par nos mesures aux modèles de rendement de la fluorescence η décrit au chapitre 4. Pour une meilleure comparaison, on multiplie chaque raie par l'efficacité relative (ϵ_λ) du détecteur (MF1 ou MF2) et du filtre associé (BG3, GG385...) correspondant à la longueur d'onde de la raie. On obtient alors :

$$FLY / E_{dep} = \sum \epsilon_\lambda \frac{\eta_\lambda(P, T, \mu)}{E_\lambda} \quad (6.3)$$

Pour interpréter ces résultats, on représente la variation de la FLY/E en fonction d'un paramètre (par exemple la pression), puis grâce à un ajustement de l'amplitude générale des modèles, on peut déterminer l'écart moyen entre nos mesures et le modèle testé. Les valeurs des χ^2 associés à ces ajustements, nous informent alors sur le modèle s'ajustant le mieux aux données. Les premiers résultats de l'expérience MACFLY sont développés au chapitre suivant.

B. Ajustement du spectre d'un photomultiplicateur (reconstruction de DL)

1. motivation

L'une des principales difficultés de la mesure de la fluorescence de l'air est la très faible quantité de lumière produite (de l'ordre de quatre photons par mètre de trace). Le nombre de photons détectés par événement dans l'expérience MACFLY est donc extrêmement faible. La figure 6.1 représente un spectre de PM (distribution de probabilité de réponse du PM) d'un run « typique » de l'expérience MACFLY. Le signal de sortie étant principalement celui correspondant à aucun photon détecté, l'histogramme a un pic pour le nombre de bins correspondant à l'intégration du bruit de fond électronique par le QDC. On appelle ce pic le piédestal car il définit le « zéro » du spectre. Sa largeur est due aux fluctuations du bruit de fond électronique.

Sur la figure 6.1, on voit distinctement une bosse juste après le piédestal. Cette bosse correspond au signal du photoélectron unique, c'est-à-dire à la charge de sortie du PM lorsqu'un seul photon a été converti en photoélectron. Le reste de la distribution correspond aux cas où le PM a détecté plusieurs photons et à du bruit de fond produit par le PM.

Les différentes contributions au spectre (piédestal, photoélectron unique,...) sont mélangées les uns aux autres et l'on ne peut pas définir simplement des seuils pour savoir le nombre de photons détectés par un PM à chaque événement. En d'autre terme, un même signal de sortie du PM peut correspondre à différents nombres de photons détectés.

Pour connaître le flux lumineux moyen détecté par un PM au cours d'un run, on est alors obligé de faire un ajustement du spectre par une fonction prenant un compte le fonctionnement interne d'un PM. Cette fonction est la somme de différentes distributions correspondant à la détection de 0, 1, 2,... photons. La répartition statistique des différentes distributions dépend de l'intensité du flux lumineux arrivant sur le PM.

La fonction d'ajustement développée pour permettre la reconstruction du flux lumineux détecté à un niveau de signal aussi faible (de l'ordre du centième de photoélectron) est assez complexe. Elle a nécessité un travail minutieux pour obtenir une fonction sensible aux moindres variations de la forme du spectre.

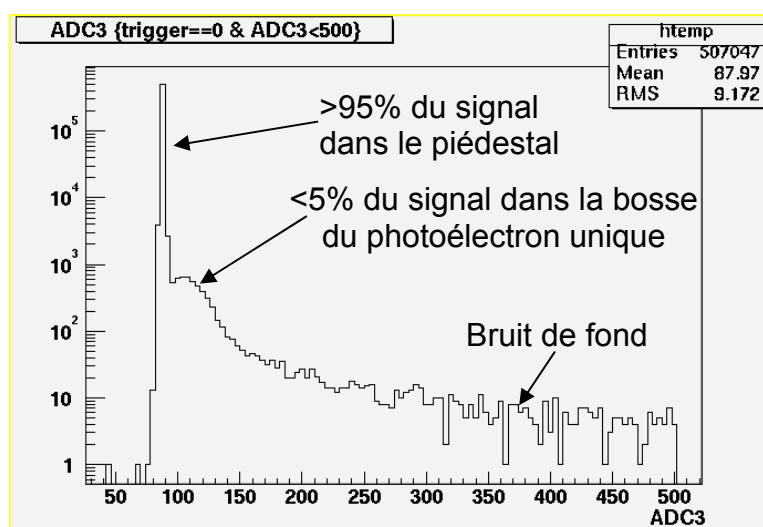


Figure 6. 1 : histogramme des données brutes (sans coupure) d'un PM de MACFLY détectant en moyenne quelques centièmes de photoélectrons

2. Fonctionnement d'un PM

Un PM transforme un signal lumineux en signal électrique. Lorsqu'un photon pénètre dans le PM il peut interagir avec la photocathode par effet photo-électrique et produire un photoélectron. La probabilité de produire un photoélectron est appelée l'efficacité quantique de la photocathode. Le photoélectron arraché à la photocathode se retrouve dans le vide à l'intérieur du PM. Il est alors accéléré et focalisé vers le système d'amplification du signal composé d'une série de dynodes. Le photoélectron n'a qu'une certaine probabilité (environ 80%) d'atteindre la première dynode et d'être amplifié. Ce qu'on appelle efficacité quantique du PM correspond au produit entre l'efficacité quantique de la photocathode et la probabilité de focalisation du photoélectron. L'efficacité quantique d'un PM est la probabilité qu'il détecte un photon arrivant sur sa surface photosensible.

Le signal produit par un photoélectron atteignant la première dynode n'est cependant pas constant. Le gain du système d'amplification suit une certaine distribution de probabilité. La figure 6.2 représente une distribution typique de réponse à un seul photoélectron[130].

Lorsqu'un photoélectron arrive sur la première dynode, il interagit avec elle et arrache une dizaine d'électrons dont le nombre exact dépend de l'énergie acquise par le photoélectrons (proportionnelle à la tension entre les dynodes) et du rendement de la dynode. Le gain moyen dépend donc de la tension appliqué au PM (de l'ordre de 2000 V). La statistique de l'amplification suit une loi de Poisson.

Cependant le photoélectron peut aussi être rétro-diffusé par une interaction inélastique sur la première dynode et être projeté directement sur la 2^{ème} dynode sans aucune amplification. La probabilité de rétro-diffusion inélastique sur la 1^{ère} dynode est estimée entre 10% et 20%.

La série de dynodes suivantes (11 dans le cas de PM de MACFLY) amplifie le signal. Le gain moyen lors du passage d'une dynode est de l'ordre de 3 ou 4 (généralement inférieur à celui de la première dynode). Dans l'expérience MACFLY, on règle la haute tension appliquée aux PM de telle sorte que tous les PM aient un gain total entre la première dynode et l'anode d'environ $2 \cdot 10^7$. Ainsi tous les PM ont des spectre semblables avec environ une trentaine de bins entre le piédestal et la bosse du photoélectron unique.

La figure 6.2 représente le spectre d'un PM lorsqu'un seul photoélectron produit par la photocathode atteint la première dynode. Sur cette distribution, on voit une bosse autour de 1 (1 étant la valeur la plus probable de la distribution) qui correspond au signal d'un photoélectron ayant eu une amplification « normale » sur la première dynode. On voit aussi une « vallée » entre ce pic et 0 (0 correspond à la position du piédestal). Les événements peuplant cette « vallée » correspondent aux photoélectrons ayant subi une rétro-diffusion inélastique sur la première dynode (10% à 20% des événements).

Les rétro-diffusions inélastiques peuvent également se produire sur les autres dynodes mais leur effet est alors masqué par le nombre important d'électrons sur ces dynodes. Elles produisent simplement une diminution du gain moyen.

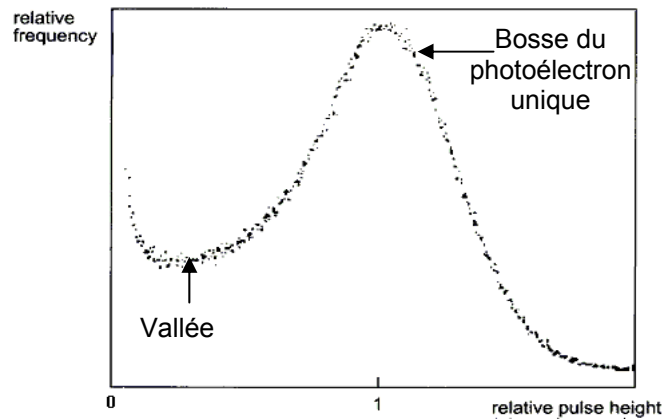


Figure 6. 2 : Distribution typique du signal de sortie d' un PM détectant un seul photon[130].

3. Test de différentes distributions

Pour trouver la fonction la plus adéquate pour ajuster le spectre d'un PM (figure 6.1), j'ai écrit un programme de simulation du signal de sortie d'un PM qui permet de reproduire ce type de spectre. L'avantage d'utiliser un programme de simulation est que l'on peut séparer les différentes contributions du spectre (piédestal, photoélectron unique, deux photoélectrons...) et trouver des fonctions « simples » pour les ajuster. La fonction finale correspond alors à la somme de ces fonctions simples.

a) Ajustement de piédestal

La largeur du piédestal provient uniquement du bruit de fond électronique. Théoriquement la distribution statistique de ce bruit de fond est une loi normale (gaussienne). Cependant en pratique lorsque l'on ajuste des données réelles de piédestaux, on remarque que ces derniers ne sont pas parfaitement ajustés par une gaussienne unique. En fait, il est nécessaire d'ajouter une deuxième gaussienne moins intense (de l'ordre de 3% des événements) de même valeur moyenne et d'écart type supérieure pour ajuster parfaitement le piédestal. Cette deuxième gaussienne pourrait provenir de l'augmentation du bruit de fond de l'électronique lorsque l'un des canaux du QDC reçoit un signal.

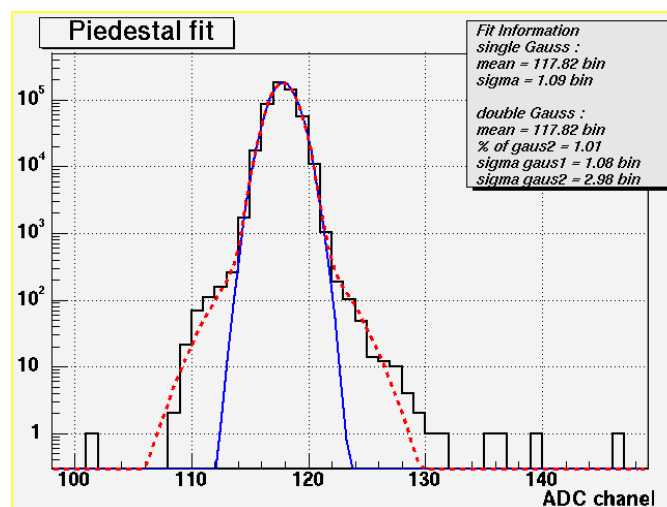


Figure 6. 3 : ajustement du piédestal par une fonction gaussienne (trait plein) et par une double gaussienne (pointillé).

La figure 6.3 représente l'ajustement de l'histogramme d'un piédestal mesuré au CERN (mesure dans le noir avec un déclenchement aléatoire), avec une fonction gaussienne et une double gaussienne. L'ajustement avec la distribution double gaussienne permet un très bon ajustement sur environ cinq ordres de grandeur. Ce qui est suffisamment bon pour ajuster une mesure avec un million d'évènements.

b) Ajustement du photoélectron unique

La forme de la réponse du photoélectron unique est assez complexe (voir figure 6.2). Nous l'avons donc divisé en deux contributions : la première correspond au photoélectron se multipliant sur la première dynode et la deuxième au photoélectron ayant fait une retro-diffusion sur la première dynode.

L'histogramme représenté figure 6.4 est le résultat de la simulation en supposant : une probabilité de rétro-diffusion sur les dynodes nulle et un seul photoélectron produit à chaque évènement. On teste alors différentes distributions à trois paramètres (dont un fixé par le nombre d'évènements) pour ajuster cet histogramme. Ces ajustements sont effectués par minimisation du χ^2 . Parmi les distributions testées, la fonction permettant d'obtenir un χ^2 minimum est une distribution de Weibull :

$$Weibull(x) = c/b \cdot (x/b)^{c-1} \cdot \exp(-(x/b)^c)$$

Les coefficients b et c sont les paramètres libres de la distribution. Le paramètre c est aussi appelé le facteur de forme car sa valeur détermine la forme de la distribution. Par exemple dans le cas $c=1$, on obtient une distribution exponentielle. La distribution de Weibull est asymétrique : elle démarre à zéro (c'est-à-dire au niveau du piédestal). Contrairement à une gaussienne elle ne produit pas de signal avant le piédestal, ce qui facilite grandement l'ajustement du spectre de PM.

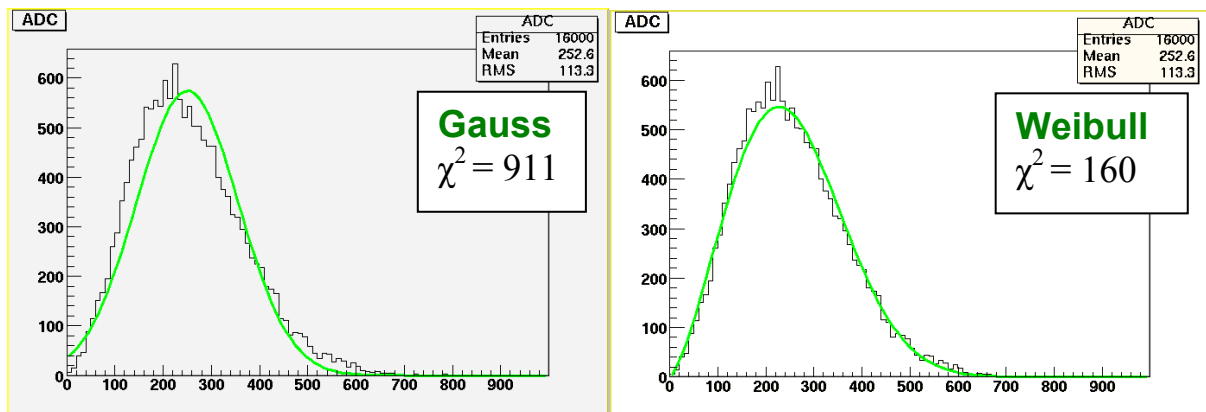


Figure 6.4 : spectre du photoélectron unique sans retro-diffusion ajusté par une distribution gaussienne (à gauche) et une distribution de Weibull (à droite).

c) Ajustement de la « vallée »

La « vallée » correspond à la jonction entre la queue de distribution du piédestal et « la bosse » du photoélectron unique. Si l'on ne tient pas compte de la rétro-diffusion inélastique, la vallée est profonde et pointue (en V). Les données réelles forment une vallée beaucoup plus douce et arrondie. (Voir figure 6.5).

Pour ajuster la forme du spectre au plus près, il nous faut donc prendre en compte la rétro-diffusion sur la première dynode dans notre fonction d'ajustement. La première idée est de

choisir une fonction du même type que celle ajustant le photoélectron unique, mais avec une valeur moyenne divisée par le gain de la première dynode. Cependant après de nombreux tests, on trouve que la fonction d'ajustement la mieux adaptée pour décrire ce phénomène est une distribution exponentielle décroissante.

Pour garder un lien avec la réalité du processus physique, on choisit comme valeur moyenne à cette distribution exponentielle, la valeur moyenne du photoélectron unique divisé par le gain de la 1^{ère} dynode.

La figure 6.5 représente l'ajustement d'un spectre réel de PM ajusté avec une fonction considérant une probabilité de rétro-diffusion nulle et une fonction laissant libre ce paramètre. Ce spectre correspondant à un nombre moyen de photon détecté de l'ordre de 1, a été obtenu grâce au banc d'étalonnage décrit au chapitre 5. Le résultat du χ^2 divisé par le nombre de paramètre libre passe de $10761/(180-8) = 62,5$ à $558/(180-10)=3,3$ entre les deux ajustements. La prise en compte de ce phénomène est donc essentielle pour pouvoir ajuster correctement et extraire le nombre moyen de photons détectés, de données obtenues avec PM sous un flux lumineux très faible.

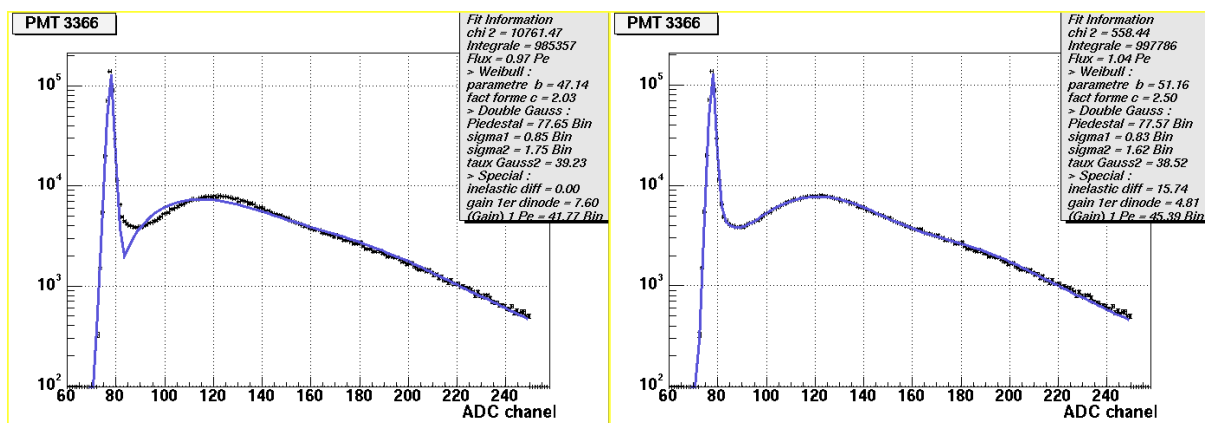


Figure 6. 5 : Spectre réel d'un PM détectant un flux lumineux moyen de l'ordre du photoélectron ajusté par une fonction ne prenant pas en compte la rétrodiffusion inélastique (à gauche) et une prenant en compte cet effet (à droite).

d) Ajustement de multiple photoélectrons

Mathématiquement la distribution correspondant à deux photoélectrons est le produit de convolution de deux spectres de photoélectron unique. On utilise alors le théorème central-limite qui dit que toute distribution converge vers une loi normale (gaussienne) par produit de convolution successif. Les tests effectués grâce au programme de simulation vérifient que l'on peut effectivement utiliser une distribution gaussienne pour ajuster le spectre lorsque plusieurs photoélectrons sont détectés. On obtient par exemple pratiquement le même χ^2 lors de l'ajustement d'un histogramme de deux photoélectrons avec une Weibull et une gaussienne.

Dans notre fonction globale d'ajustement, nous utilisons des fonctions gaussiennes pour ajuster la partie correspondant aux multi-photoélectrons. Les paramètres de ces gaussiennes (moyenne et écart type) sont reliés les uns aux autres ainsi qu'à ceux de la distribution de Weibull ajustant le photoélectron unique (b et c). Par exemple l'écart entre les valeurs moyennes du piédestal et de la fonction de deux photoélectrons, est le double de l'écart entre les valeurs moyennes du piédestal et du photoélectron unique.

La rétro-diffusion sur la première dynode et aussi prise en compte pour les multi-photoélectrons. En fait, on suppose simplement que lorsqu'un photoélectron fait une retro-diffusion sur la première dynode, le nombre de photons détectés est réduit de 1. Si tous les photoélectrons créés font une retro-diffusion sur la 1^{ère} dynode, on suppose alors qu'on se retrouve dans le même cas que pour un seul photoélectrons ayant retro-diffusé. C'est-à-dire que ces événements vont peupler la « vallée ».

4. Solution retenue

Le spectre réel de PM correspond à la superposition des différentes distributions correspondant aux différents cas exposés précédemment. Le tableau 6.1 rappelle les différentes sous-fonctions utilisées pour ajuster chacun des cas et le nom que l'on donne à chacun des paramètres. Les paramètres μ_n et σ_n (moyennes et écarts type des distribution correspondant à n photons détectés) sont reliés aux paramètres de la distribution de Weibull (b et c) et du piédestal par les équations 6.4 et 6.5. On peut noter que dans le cas n=1, μ_1 et σ_1 sont respectivement la valeur moyenne et l'écart type de la distribution du photoélectron unique.

$$\mu_n = n \cdot b \cdot \Gamma\left(1 + \frac{1}{c}\right) + \mu_0 \quad (6.4)$$

$$\sigma_n = b \sqrt{n \cdot \left(\Gamma\left(1 + \frac{2}{c}\right) - \left(\Gamma\left(1 + \frac{1}{c}\right) \right)^2 \right)} \quad (6.5)$$

# photons détectés		Loi de probabilité	Paramètres	Formule (intégrale = 1)
0		Double gaussienne centrée	Moyenne : μ_0 Ecart type 1 : σ_{p1} Ecart type 2 : σ_{p2} % de 2 ^{ème} gauss : τ	$\frac{(1-\tau)}{\sigma_{p1}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu_0}{\sigma_{p1}}\right)^2} + \frac{\tau}{\sigma_{p2}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu_0}{\sigma_{p2}}\right)^2}$
1	Sans retrodiff.	Weibull	Paramètre b Facteur de forme c	$\frac{c}{b} \left(\frac{x-\mu_0}{b} \right)^{c-1} \cdot e^{-\left(\frac{x-\mu_0}{b} \right)^c}$
	Avec retrodiff.	exponentielle	Gain de la 1 ^{ère} dynode : G1	$\frac{G1}{\mu_1} e^{-G1 \frac{x-\mu_0}{\mu_1}}$
N > 2		Gaussienne	Moyenne : μ_n Ecart type : σ_n	$\frac{1}{\sigma_n\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu_n}{\sigma_n}\right)^2}$

Tableau 6. 1 : sous-fonctions utilisées pour l'ajustements du spectre de PM

La fonction générale d'ajustement du spectre d'un PM est une combinaison linéaire des différentes sous-fonctions du tableau 6.1. L'amplitude de ces sous-fonctions dépend de trois paramètres : le nombre d'événements du run **NE**, le nombre moyen de photons détectés **F** et la probabilité **P** pour un photoélectron de faire une retro-diffusion sur la 1^{ère} dynode.

L'intégrale de la distribution doit être égale à NE. C'est un facteur global de la fonction d'ajustement. Les amplitudes relatives des différents termes de la combinaison linéaire ne dépendent que de F et P.

Pour décrire la photo-statistique, on utilise une loi de Poisson avec pour valeur moyenne F . La probabilité que n photoélectrons arrivent sur la 1^{ère} dynode est donc $e^{-F} \cdot F^n / n!$. On démontre mathématiquement que la rétro-diffusion sur la 1^{ère} dynode a un effet équivalent sur la photo-statistique à une réduction du flux moyen détecté de F à $(1-P) \cdot F$ sauf pour le piédestal, avec l'apparition en plus d'une nouvelle contribution d'intégrale $e^{-F} (e^{PF} - 1)$.

La fonction f définie par l'équation 6.6 est la fonction générale à dix **paramètres** que l'on utilise pour ajuster le spectre complet d'un PM. Le paramètre F est l'information utile que nous voulons extraire de ce spectre. Dans l'équation 6.6, les termes μ_n et σ_n ($n > 0$) ne sont pas des paramètres puisqu'ils sont définis par les équations 6.4 et 6.5.

$$f(x) = NE \left(\begin{aligned} & e^{-F} \left(\frac{(1-\tau)}{\sigma_{p1} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu_0}{\sigma_{p1}} \right)^2} + \frac{\tau}{\sigma_{p2} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu_0}{\sigma_{p2}} \right)^2} \right) \\ & + e^{-F} (e^{PF} - 1) \frac{G1}{\mu_1} e^{-G1 \frac{x-\mu_0}{\mu_1}} \\ & + e^{-F(1-P)} \cdot ((1-P) \cdot F)^c \left(\frac{x-\mu_0}{b} \right)^{c-1} \cdot e^{-\left(\frac{x-\mu_0}{b} \right)^c} \\ & + \sum_{n>1} \frac{e^{-F(1-P)} \cdot ((1-P) \cdot F)^n}{n!} \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu_n}{\sigma_n} \right)^2} \end{aligned} \right) \quad (6.6)$$

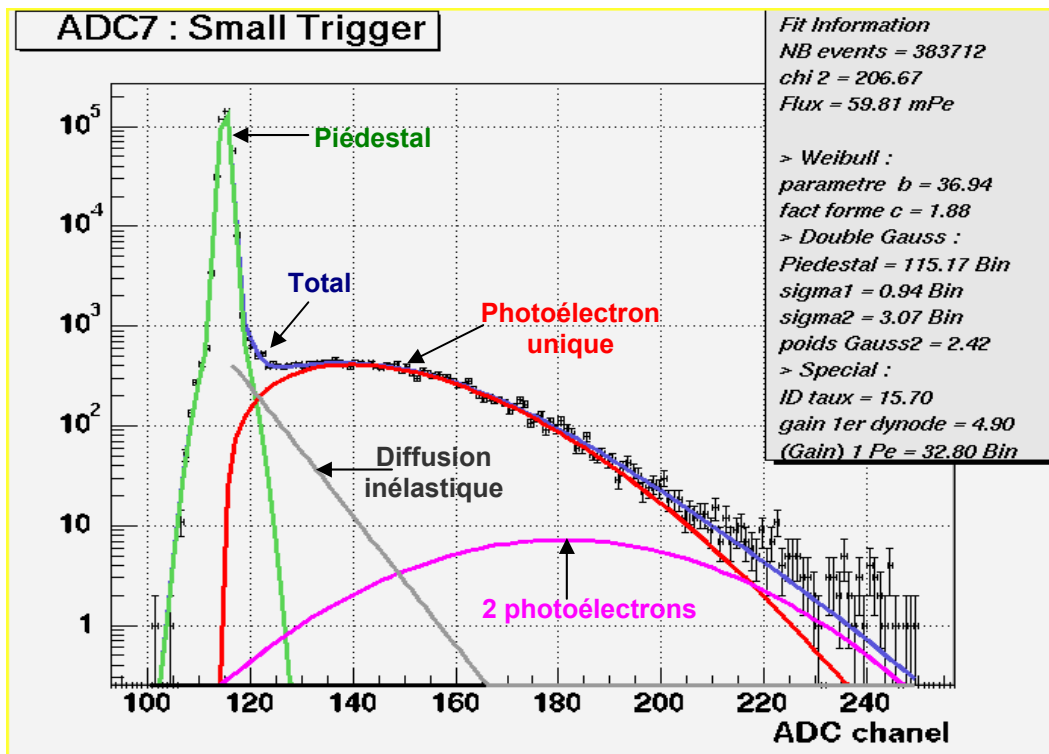


Figure 6. 6: Contribution de chacune des sous-fonctions à l'ajustement d'un spectre réel de PM (données du CERN) correspondant à un flux moyen détecté d'environ 60 milli-photoélectrons (mPe).

La figure 6.6 représente les contributions des différentes sous-fonctions définies par le tableau 6.1. Les courbes correspondant à un nombre de photoélectrons supérieur à deux n'apparaissent pas car à ce niveau d'intensité lumineuse leur probabilité est trop faible. Le programme prend en compte plus ou moins de sous-fonctions de multi-photoélectrons suivant l'intensité de flux F . Dans tous les cas il considère au moins toutes les sous-fonctions jusqu'à $n=5$.

5. Procédure d'ajustement et sensibilité

Lorsqu'on ajuste des spectres de PM à très faible flux lumineux moyen ($F < 50$ mPe), on ne peut pas laisser libre les dix paramètres de la fonction d'ajustement car l'ajustement devient instable. On fixe alors certains de ces paramètres.

Premièrement on fixe le paramètre NE puisque l'on connaît le nombre d'évènement de chaque run. Deuxièmement on fixe les deux paramètres liés à la retro-diffusion inélastique (P , $G1$). On choisit comme valeurs les résultats obtenus lors de l'étalonnage des PM (voir figure 6.2) ou le flux lumineux moyen détecté était de l'ordre de 1 photon par évènement. L'analyse des données de mesures de la fluorescence de l'air se fait donc avec sept paramètres libres.

Avec des runs de quelques centaines de milliers d'évènements notre méthode d'ajustement permet d'extraire la valeur du signal jusqu'à un nombre moyen de photons détectés de l'ordre de 1 mPe.

Pour les flux inférieurs (tel que la mesure du bruit de fond), on est obligé de fixer en plus les paramètres b et c de la distribution de Weibull pour que l'ajustement soit possible. On choisit, pour ces paramètres, les valeurs obtenues avec le même PM pour des flux plus importants. L'ajustement des données avec cinq paramètres libres est possible jusqu'à environ 0,1 mPe pour un run typique de l'expérience MACFLY.

Pour améliorer la sensibilité de notre méthode de mesure il suffit d'augmenter le nombre d'évènements composant un run. Le choix de ce nombre est un compromis entre la sensibilité voulue et le temps d'acquisition d'un run.

6. Incertitude de la méthode.

L'erreur statistique liée à l'ajustement du spectre est fournie par le programme d'ajustement (Minuit). Par exemple pour un run de l'ordre de 300 000 évènements, l'erreur sur le flux F reconstruit est d'environ $\sqrt{F/10\text{mPe}} \cdot 0,2\text{mPe}$.

Le flux lumineux détecté (DL) lors d'une mesure de la fluorescence de l'air avec MF1 est de l'ordre de 10 mPe. L'erreur statistique sur le flux est donc d'environ 2%.

En plus de l'erreur statistique, il s'ajoute une erreur systématique due à la méthode de reconstruction. Pour estimer cette erreur on utilise le programme de simulation d'un spectre de PM. On crée une série de spectres correspondant à un même flux, que l'on ajuste ensuite avec la fonction d'ajustement dans les mêmes conditions que lors de l'analyse des données. L'écart entre le flux simulé et le flux reconstruit correspond à l'erreur de notre méthode de reconstruction.

On applique notre méthode de reconstruction sur quelques centaines de spectres simulés représentant la même intensité de flux lumineux. La distribution des flux reconstruit est caractérisée par sa valeur moyenne et son écart type. L'erreur moyenne sur la reconstruction et l'écart type de cette erreur sont représentés sur la figure 6.7.

Cette courbe a été obtenue grâce à la reconstruction de différentes séries de spectres de runs de 300 000 évènements, correspondant à des flux différents. L'écart type obtenu prend en compte l'erreur statistique. On voit que jusqu'à 5 mPe notre méthode de reconstruction semble très bonne avec une erreur systématique inférieure à 5%. En dessous de 5 mPe, la reconstruction n'est plus bien linéaire et l'incertitude de la méthode devient importante.

Pour la mesure de la fluorescence de l'air avec MF1, le flux lumineux détecté se situe entre 5 et 10 mPe. L'incertitude sur la reconstruction du DL sur cette zone est d'environ 4%.

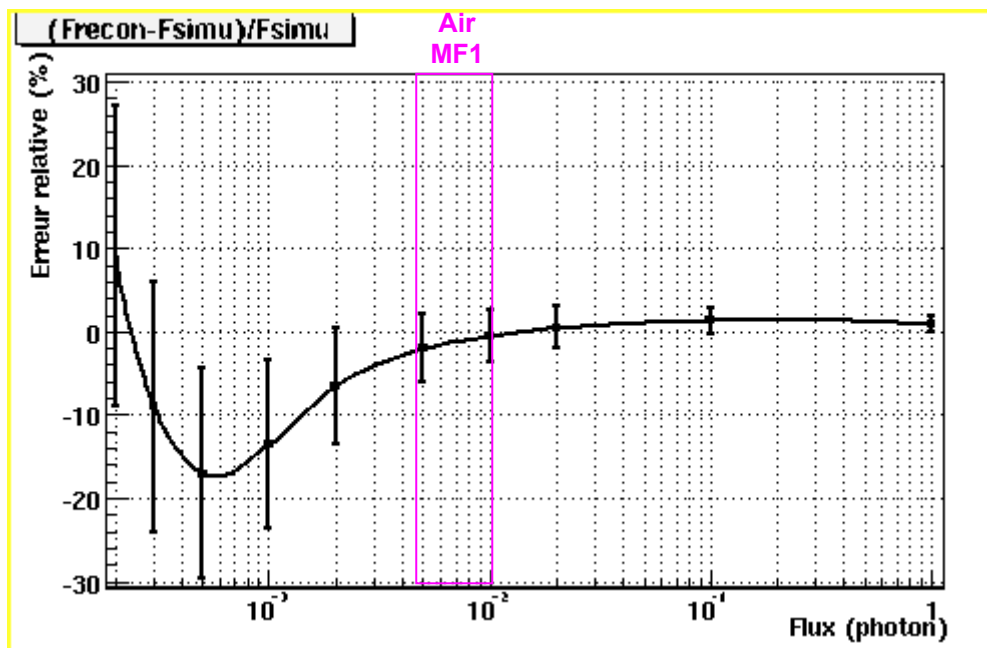


Figure 6. 7 : Incertitude sur la reconstruction du flux moyen détecté par le PM grâce à l'ajustement du spectre pour un run de 300 000 évènements.

C. Les bruits de fond (mesure de Bgd)

1. Définition

Les bruits de fond sont tous les signaux de sortie non nuls du PM qui ne proviennent pas de la lumière produite par l'interaction entre la particule (ou la gerbe) et le gaz étudié. Les bruits de fond peuvent être de différentes natures. Ils sont soit intrinsèques au dispositif, soit provenant d'un fond lumineux diffus à l'intérieur de l'enceinte de mesure ou soit produits lors du passage de la particule (ou de la gerbe) étudiée.

Nous avons essayé, à chaque étape de l'expérience, de réduire au maximum les bruits de fond du système pour permettre une mesure précise jusqu'à des flux lumineux d'intensités réduites (quelques milli-photoélectrons). Quand cela est possible les différents bruits de fond ont été mesurés ou simulés pour comprendre le mieux possible notre dispositif expérimental.

a) Bruit de fond intrinsèque

Le bruit de fond intrinsèque est le bruit produit par le PM et le système d'acquisition dans la zone expérimentale. Parmi ces bruits de fond, il y a le bruit de fond de l'électronique qui est à l'origine de la largeur du piédestal et de la double gaussienne. De plus, le signal de sortie intrinsèque d'un PM sous tension peut aussi être en dehors du piédestal. Des photoélectrons peuvent être créés par l'agitation thermique, le flux de rayon cosmique et la radioactivité ambiante et produisent du signal.

Le bruit de fond intrinsèque peut être caractérisé par la largeur du piédestal et par le nombre d'événements en dehors du piédestal. On mesure ce bruit de fond par une prise de données avec un PM masqué (dans le noir complet). Les mesures faites en laboratoire, indiquent un taux d'événements en dehors du piédestal très faible de l'ordre de 10^{-5} .

Notre système d'acquisition a été optimisé pour réduire un maximum les bruits de fond intrinsèque. Nous utilisons, par exemple, uniquement des câbles BNC beaucoup mieux blindés que les câbles LEMO. Le passage de câbles LEMO aux câbles BNC sur le dispositif expérimental du LAPP nous a permis de passer d'un écart type de piédestal de 1,7 bin à 0,9 bin.

b) Luminosité ambiante

En plus du signal lumineux étudié, le PM détecte la lumière ambiante à l'intérieur de l'enceinte. Ce signal de bruit de fond produit un signal semblable au signal attendu (le spectre du PM peut être ajusté par la fonction définie précédemment). Un bruit de fond de 1 mPe correspond à une lumière diffuse d'environ 0,02 ph/(m².sr.ns) (c'est-à-dire 20 000 fois plus faible qu'une nuit sans lune pour EUSO).

Ce signal peut provenir d'une fuite de lumière provenant de l'extérieur ou d'une production interne (fluorescence de l'air, Čerenkov dans les lentilles...) due à la radioactivité ambiante. On réduit ce bruit de fond grâce à l'utilisation de filtres UV (BG3) et grâce à une bonne étanchéité à la lumière.

Ce bruit de fond peut être mesuré par une prise de données dans les conditions expérimentales avec un déclenchement de la porte d'intégration du QDC aléatoire. Le résultat de cette mesure change suivant les conditions expérimentales (le gaz étudié, les filtres...).

Les mesures de ce bruit de fond ont mis en évidence un léger défaut d'étanchéité à la lumière sur la chambre MF1 au niveau de la jonction entre le tube contenant le PM et le hublot. Ce défaut qui produisait un bruit de fond d'environ 10mPe a été supprimé par l'ajout de bandes adhésives noires. Cette petite erreur de conception n'a pas été reproduite avec la chambre MF2 sur laquelle le PM et le hublot s'emboîtent pour créer une chicane infranchissable par la lumière.

c) Bruit de fond lié au passage de la particule (ou de la gerbe)

Le bruit de fond lié au passage de la particule ou de la gerbe dans l'enceinte de mesure est le bruit le plus important. Il est principalement produit par les rayons δ et γ créés par l'interaction de la particule incidente avec la structure mécanique des chambres de mesure et le pied de gerbe. Les rayons δ (électrons) peuvent pénétrer dans une lentille et provoquer un fort rayonnement Čerenkov. Les rayons γ peuvent interagir avec un PM et créer un signal de sortie parasite. Le spectre produit par ce bruit de fond n'est pas forcément de la même forme que celui du signal lumineux étudié car la probabilité du nombre de photoélectrons créés ne suit pas une loi de Poisson.

On peut mesurer ce taux de bruit de fond en faisant une mesure dans le vide. Le résultat de cette mesure est très variable suivant l'énergie de la particule et l'épaisseur du pied de gerbe.

Le design des enceintes de mesure et en particulier celle de MF2 a été optimisé pour réduire au minimum ces bruits de fond. On peut cependant encore les réduire lors de l'analyse des données, en faisant des coupures appropriées dans les lots d'évènements.

2. Bruit de fond en laboratoire

C'est au LAPP que les bruits de fond ont été le mieux mesurés et que le système d'acquisition des données a été optimisé. Le résultat des différentes mesures est résumé dans le tableau 6.2. Le taux de bruits de fond correspond au nombre d'évènement en dehors du piédestal divisé par le nombre total d'évènements. On obtient des résultats similaires pour les deux PM.

Déclenchement	Gaz	Source	Taux de BdF	BdF présent
Aléatoire	PM isolé et masqué		$1 \cdot 10^{-5}$	Bdf intrinsèque
	Vide	Non	$1,1 \cdot 10^{-4}$	+ Luminosité ambiante
		Oui	$1,1 \cdot 10^{-4}$	+ Effet de la source β
	N2	Non	$1,2 \cdot 10^{-4}$	+ Luminosité ambiante dans l'azote
		Oui	$1,8 \cdot 10^{-4}$	+ Effet de la source β sur la luminosité ambiante dans l'azote
Scintillateur	Vide	Oui	$6 \cdot 10^{-4}$ (Sans filtre)	+ BdF lié au passage d'un électron
			$5,5 \cdot 10^{-4}$ (Filtre BG3)	

Tableau 6. 2 : Résultats de différentes mesures du bruits de fond au LAPP pour 1 PM

Lorsque l'on fait une mesure dans le vide, on mesure tous les bruits de fond excepté la luminosité ambiante produite par le gaz. En ajoutant ces deux contributions ($5,5 \cdot 10^{-4} + 0,6 \cdot 10^{-4}$) on trouve un bruit de fond total de l'ordre de $6 \cdot 10^{-4}$.

Le spectre des PM lors de ces mesures de bruit de fond nous montre que les événements en dehors du piédestal sont principalement dans la zone correspondant au photoélectron unique (même si la forme du spectre n'est pas celle d'un photoélectron unique). Dans les mesures de la fluorescence faites au LAPP, on supposera donc que le bruit de fond est de 0,6 mPe. L'incertitude sur cette valeur est de l'ordre de $\pm 0,2$ mPe :

$$\text{Bdg}_{\text{MF1/LAPP}} = 0,6 \pm 0,2 \text{ mPe}$$

3. Bruit de fond au CERN

Pendant la campagne de mesure au CERN, nous avons mesuré le niveau de bruit de fond à chaque prise de données. Ainsi, pour chaque run (qui comporte 1 ou 2 millions d'événements) la moitié des événements sont pris avec un déclenchement dû au signal dans les raquettes de déclenchement (scintillateurs) et l'autre moitié est prise avec un déclenchement aléatoire.

Lors de l'analyse des données, on sépare les deux types d'événement pour créer deux spectres. On ajuste tout d'abord le spectre correspondant à la mesure de la fluorescence (déclenchement par les scintillateurs) grâce à la fonction à sept paramètres libres définie précédemment. Ensuite on ajuste le spectre du bruit de fond (déclenchement aléatoire) avec une fonction ayant les paramètres b et c de la Weibull fixés et égaux à ceux obtenus par l'ajustement précédent. La fonction ajustant le bruit de fond n'a donc plus que cinq paramètres libres. Pour des raisons inconnues, la position du piédestal change légèrement entre ces deux spectres, nous empêchant de fixer les quatre paramètres liés au piédestal (décalage de quelques dixièmes de bin et augmentation de la contribution de la deuxième gaussienne de 1% à 3%).

Le taux de lumière détecté (DL) obtenu grâce à l'ajustement des deux spectres correspond à la différence des deux flux reconstruits. Le bruit de fond dû à la luminosité ambiante est donc automatiquement soustrait lors de la reconstruction du DL :

$$DL = F_{\text{scintillateur}} - F_{\text{aléatoire}}$$

Il reste cependant encore le bruit de fond principal qui est le bruit de fond lié au passage de la particule ou de la gerbe étudiée. Les mesures obtenues dans le vide sont très différentes pour MF1 et MF2. Les simulations ont montré que cette lumière résulte principalement du rayonnement Čerenkov dans les lentilles (ou dans les filtres) produit par les rayons δ .

a) MF1

La figure 6.8 représente le résultat d'une mesure de MF1 dans le vide ($P < 1$ hPa) avec un faisceau d'électrons de 50 GeV. Comme on le voit sur ce spectre, le piédestal est accompagné d'une longue « queue » s'étalant sur tout le spectre jusqu'à des bins correspondant à plus de 100 photoélectrons ! Cette queue peut être fortement réduite en ne choisissant que les événements ayant laissé du signal dans les petites raquettes de déclenchement et qui ont eu une position centrée dans la chambre à retard relue par le TDC (coupure : « Small Trigger »). L'histogramme en bleu (ou gris) correspond aux données brutes et celui en noir correspond aux événements sélectionnés par la coupure.

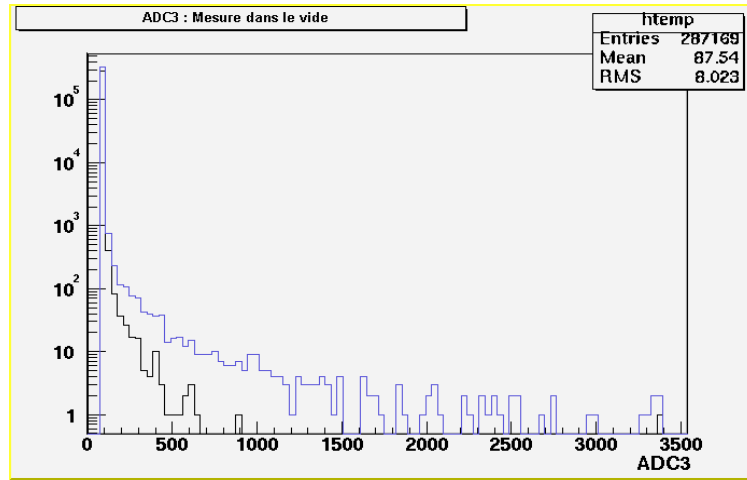


Figure 6. 8 : Spectre du PM n°3366 de MF1 dans le vide (e^- de 50 GeV). Sans coupure (en bleu), et avec la coupure « small trigger » (en noir).

Cette « queue » provient certainement de particules décentrées par rapport à l'axe de MF1, qui interagissent avec la structure mécanique de MF1 et produisent des particules secondaires qui pénètrent dans les lentilles, créant de la lumière Čerenkov. La simulation de tels événements a montré par exemple qu'un électron passant à 8 cm de l'axe provoque en moyenne 200 photoélectrons dans les PM. La coupure « small trigger » permet d'éliminer ce type d'évènement et de réduire le bruit de fond.

Cependant, malgré la diminution importante du bruit de fond grâce à cette coupure, la « queue » reste suffisamment importante pour gêner l'ajustement du spectre par la fonction décrite précédemment. On a remarqué que la queue décroît de façon exponentielle en fonction du binning. Pour permettre l'ajustement du spectre, on ajoute alors une sous-fonction exponentielle. Les paramètres de cette sous-fonction sont déterminés par l'ajustement des données dans le vide et sont ensuite fixés pour les mesures de la fluorescence à pression non nulle.

La figure 6.9 représente l'ajustement des données dans le vide. On voit que la « queue » n'apparaît pas dans la mesure aléatoire (à droite), elle est donc bien liée au passage de la particule. On détecte en plus de la « queue », un signal de type photoélectron unique avec une intensité moyenne de 1,6 mPe. Cette valeur sera utilisée comme niveau de bruit de fond pour MF1 au CERN. L'incertitude liée à la présence de la queue est estimée de l'ordre de 0,2 mPe.

$$\mathbf{Bdg_{MF1/CERN} = 1,6 \pm 0,2 \text{ mPe}}$$

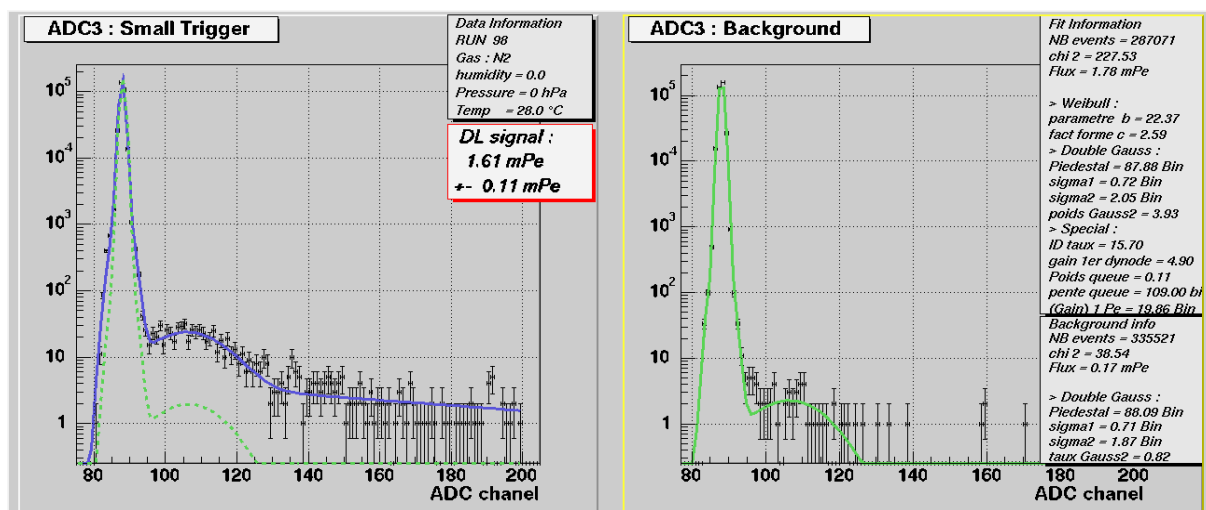


Figure 6. 9 : Reconstruction par ajustement des spectres du PM de MF1, du flux détecté (DL) dans le vide.

Le tableau 6.3 résume le résultat d'une série de simulation déterminant le nombre de photons détectés par un PM (le PM3366 dans ce cas) qui ont été émis par rayonnement Čerenkov dans les lentilles dans MF1. Ces simulations ont été réalisées pour différentes pressions et différentes formes de faisceau.

On remarque qu'on obtient par simulation, une valeur du même ordre de grandeur que le niveau de bruit de fond mesuré. L'origine de ce bruit de fond semble donc bien être le rayonnement Čerenkov produit par les rayons δ d'énergie supérieur à 470 keV qui pénètrent dans les lentilles.

Pression (hPa)		0	100	350	950
Bruit de fond (mPe)	Electrons centrés	$0,2 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,1$
	e^- décentrés de 1 cm	$1,4 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,3$
	Faisceau CERN centré (run 98)	$0,8 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$

Tableau 6. 3 : Bruit de fond dû au rayonnement Čerenkov dans les lentilles en milli-photoélectrons (mPe), pour des électrons de 50GeV détecté par le PM3366 associé à un filtre BG3.

D'autre part comme les rayons δ sont principalement produits par l'interaction de l'électron incident avec la fenêtre d'entrée, on peut considérer en première approximation, que ce type de bruit de fond est invariant avec la pression. Cette fenêtre ne faisant qu'un centimètre de diamètre, les électrons excentrés de plus de 5 mm interagissent plus car ils traversent plus de matière et donc ils augmentent le bruit de fond. Ainsi lorsqu'on fait une simulation avec un faisceau réaliste, on obtient un nombre de photons détectés supérieur à celui obtenu pour des électrons parfaitement centrés sur l'axe.

Au CERN nous n'avons pas fait de mesures de bruit de fond (mesure dans le vide) avec tous les types de faisceau utilisés. La mesure n'a été faite qu'avec des électrons de 50 GeV. La forme et l'excentrement du faisceau et étant légèrement différente quand on change l'énergie des électrons, le bruit de fond est moins bien connu pour les données prises avec d'autres énergies que 50 GeV. D'après l'étude en simulation et la mesure des formes de faisceau on estime que l'incertitude sur le niveau de bruit de fond est alors 0,5 mPe.

$$\text{Bdg}_{\text{MF1/CERN}} = 1,6 \pm 0,5 \text{ mPe} \quad (E \neq 50 \text{ GeV})$$

b) MF2

Certain PM de MF2 ont un bruit de fond intrinsèque important qu'il nous a pas été possible de réduire pendant la période faisceau test. Le tableau 6.4 donne la valeur du bruit de fond mesuré avec un déclenchement aléatoire. Pour cette thèse je n'ai analysé que les données provenant des canaux du QDC 7 et 9 pour lesquels le bruit de fond est très faible ($<0,2$ mPe).

Canal de QDC	#4 (BG3)	#5(Silicate)	#6(GG385)	#7 (BG3)	#8 (Silicate)	#9(BG3+GG385)
DL reconstruit	30 mPe	2 mPe	0,6 mPe	$<0,2$ mPe	3,5 mPe	$<0,2$ mPe

Tableau 6. 4 : Résultats des mesures avec déclenchement aléatoire avec MF2 (bruit fond diffus)

De plus à ce bruit de fond permanent, il s'ajoute un bruit de fond lié à la gerbe électromagnétique que l'on peut déterminer grâce à une mesure dans le vide. Ce bruit de fond dépend de l'épaisseur du pied de gerbe. Sa mesure n'est pas facile car le volume de MF2 est très important (1 m^3) par rapport au débit de notre pompe à vide. Il faut un temps très long (plusieurs jours) pour atteindre un bon vide (<1 Pa). De ce fait très peu de mesures dans le vide ont été réalisées et celles réalisées le sont avec un vide imparfait ayant une pression résiduelle de l'ordre de 1 hPa.

Le tableau 6.5 résume le résultat des différentes mesures prises dans le vide avec MF2. Ces mesures ont été réalisées avec des gerbes de 50 GeV et un pied de gerbe de 0 cm, de 3 cm et de 7 cm de cuivre. Pour estimer le bruits de fond dans toutes les configurations utilisées pour la mesure de la fluorescence, on fait appelle au programme de simulation. Par exemple le tableau 6.5 donne aussi le résultat d'une série de simulation estimant le taux de bruit de fond pour différentes épaisseurs de pied de gerbe.

Epaisseur de pied de gerbe	BG3		BG3+GG385	
	Mesure	Simulation	Mesure	Simulation
0 cm	$<0,2$ mPe	$<0,1$ mPe	$<0,2$ mPe	$<0,1$ mPe
1 cm	-	$<0,1$ mPe	-	$<0,1$ mPe
3 cm	0,5 mPe	0,2 mPe	0,2 mPe	0,15 mPe
5 cm	-	0,6 mPe	-	0,5 mPe
7 cm	3 mPe	2,2 mPe	0,7 mPe	1,5 mPe
10 cm	-	4 mPe	-	3 mPe

Tableau 6. 5 : Résultats des mesures et des simulations du bruit de fond de MF2 avec des électrons de 50GeV ($B_{\text{d}_{\text{MF2}}}$)

4. Bruit de fond sur la zone expérimentale du Microtron du JINR

Les Mesures entreprises au JINR avec le microtron se sont avérées impossibles à réaliser à cause du niveau de bruit de fond intrinsèque produit par la radioactivité ambiante dans la zone expérimentale. MF1 devait être placé dans la même salle que l'anneau d'accélération des électrons du microtron qui produit énormément de radiation.

La mesure du bruit de fond avec un déclenchement aléatoire et aucun faisceau d'électron donne déjà un piédestal très large avec un écart type d'environ 4 bins (<1 bin au CERN) et un taux d'évènements en dehors du piédestal de l'ordre de 10^{-2} . Quant au bruit de fond lié au passage du faisceau, il est si intense que la tension appliqué au PM a du être réduite pour que le signal entre dans la gamme dynamique du QDC.

Malgré nos efforts pour réduire les bruits de fonds (blindage, isolation...), après une semaine de tests infructueux, l'utilisation du microtron a du être abandonnée.

D. Rayonnement Čerenkov (simulation de CDL)

1. MF1

La production de rayonnement Čerenkov dans l'air varie en fonction de l'indice de l'air et de l'énergie de la particule incidente suivant la formule 1.1 (chapitre 1).

A température constante, l'indice de l'air varie de façon presque linéaire avec la pression. Une bonne approximation de l'indice n est : $n=1+\varepsilon$ avec $\varepsilon \approx 3 \cdot 10^{-4} P/P_{\text{atm}}$.

Dans le cas d'électron de 50 GeV avec une pression de l'ordre de la pression atmosphérique, le facteur $\beta^2 n^2$ est très proche de 1(à P_{atm} : $\beta^2 n^2 = 1,0006$). En première approximation on peut donc simplifier l'équation 1.1 et obtenir :

$$CLY \propto 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} = 1 - \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)(1+\varepsilon)^2} \approx 2\varepsilon - \varepsilon^2 + \frac{1}{\gamma^2}(1+\varepsilon) \quad (6.7)$$

Avec CLY le nombre de photons produits par rayonnement Čerenkov et γ le facteur de Lorentz de l'électron incident. A 50 GeV, on a $1/\gamma^2 \approx 10^{-10}$.

Comme $\frac{1}{\gamma^2} \ll \varepsilon$, même aux plus basses pressions utilisées par Macfly ($\varepsilon(1hPa) = 3 \cdot 10^{-7}$), on peut encore simplifier l'expression et trouver que la quantité de lumière produite par rayonnement Čerenkov dans la chambre MF1 est quasiment proportionnelle à ε , c'est-à-dire proportionnelle à la pression de l'air.

$$CLY \propto \varepsilon \propto P$$

Le rayonnement Čerenkov est émis de façon directionnelle, le flux lumineux détecté (CDL) n'est donc pas le produit entre l'efficacité de détection de Macfly et la quantité de lumière Čerenkov produite (CLY). Le tableau 6.6 donne la valeur de la CDL obtenue grâce à des simulations à différentes pressions et avec ou sans l'absorbeur de lumière Čerenkov sur la fenêtre de sortie.

On remarque que l'on obtient bien une variation de la CDL proportionnelle à la pression de l'air. L'absorbeur de Čerenkov a été optimisé pour des électrons centrés, on voit que dans ce cas la CDL est divisé environ par 30 grâce à l'absorbeur. L'efficacité de l'absorbeur est moins bonne avec un faisceau réaliste du type CERN et encore moins avec ce même faisceau décentré de 5 mm.

Pression (hPa)			100	350	950
CDL (mPe)	Electrons centrés	Sans absorbeur	$0,8 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,3$	$9,6 \pm 0,5$
		Avec absorbeur	$<0,1$	$0,1 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$
	Faisceau CERN	Sans absorbeur	$0,9 \pm 0,4$	$4,2 \pm 0,5$	$10 \pm 0,7$
		Avec absorbeur	$<0,3$	$<0,3$	$0,6 \pm 0,3$
	Faisc. CERN Décentré 5mm	Avec absorbeur	-	-	$1,1 \pm 0,4$

Tableau 6. 6 : Simulation de la lumière détectée provenant du rayonnement Čerenkov dans le gaz en milli-photoélectrons (mPe), pour des électrons de 50GeV, par le PM n°3366 associé à un filtre BG3.

On estime qu'à pression atmosphérique la CDL est d'environ 0,6 mPe par évènement. Cependant cette valeur n'est qu'un ordre de grandeur par ce que l'albedo de 4% choisit pour l'absorbeur, est une valeur très approximative et qu'un léger excentrement du faisceau change fortement la CDL. Dans l'analyse des données de MF1 prises au CERN, on estime la CDL grâce à la formule 6.8.

$$CDL = (0,6 \pm 0,4) mPe \times \frac{P}{P_{atm}} \quad (6.8)$$

2. MF2

Dans le cas de MF2, l'énergie des électrons et des positons de la gerbe électromagnétique est beaucoup plus faible que ceux du faisceau d'électrons traversant MF1. Le facteur $1/\gamma^2$ n'est alors plus négligeable devant ε et l'on ne peut plus considérer que la quantité de lumière produit par rayonnement Čerenkov est proportionnelle à la pression.

La figure 6.10 représente le résultat de deux simulations basées sur le programme GEANT4 qui trace le trajet des photons produits par effet Čerenkov dans l'enceinte de mesure pour deux pressions. On voit distinctement qu'à basse pression seule les particules de haute énergie (au centre de l'enceinte) produisent un rayonnement Čerenkov car le seuil d'émission de lumière Čerenkov est de plus haute énergie qu'à haute pression.

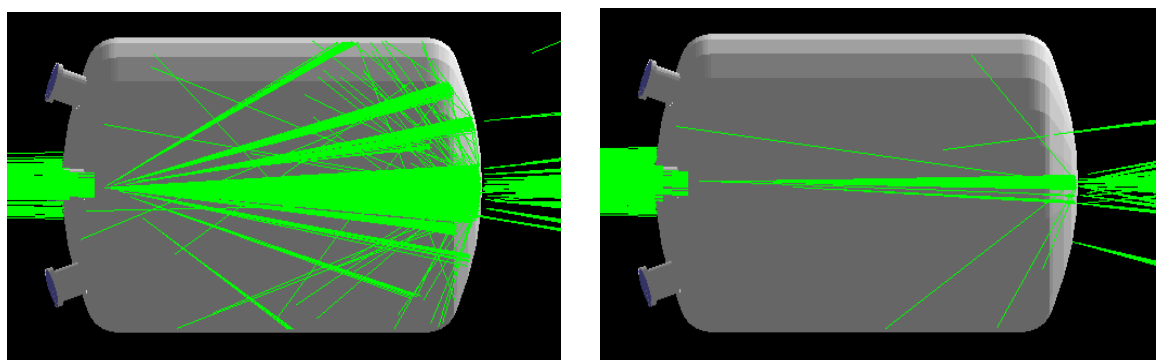


Figure 6. 10 : Simulation des photons Čerenkov dans MF2 à 1000 hPa (à gauche) et 100 hPa (à droite)

Ainsi , pour analyser correctement les données de MF2, il faut simuler la CDL de chacun des PM pour chacun des runs. La contribution du signal Čerenkov étant très faible (de l'ordre du mPe), il faut simuler des dizaines de milliers d'évènements pour estimer correctement la CDL. Or le temps pour simuler un évènement n'est pas négligeable (quelques secondes) car il faut simuler toutes les particules de la gerbe et tous les photons Čerenkov produit. Au final le temps de simulation d'un run est de l'ordre d'une journée.

Pour l'instant, j'ai concentré mon travail sur l'analyse des mesures prises avec des électrons primaires de 50 GeV à une pression de 100 hPa et 500 hPa. Le tableau 6.7 résume le résultat des simulations de ces évènements.

Pied de gerbe		0 cm	1 cm	3 cm	5 cm	7 cm	10 cm
Fenêtre silicate	100 hPa	0,1 mPe	0,4 mPe	1,4 mPe	2,4 mPe	2,6 mPe	2,5 mPe
	500 hPa	0,5 mPe	2 mPe	9 mPe	16 mPe	27 mPe	24 mPe
Filtre BG3	100 hPa	<0,1 mPe	0,2 mPe	0,6 mPe	1 mPe	1 mPe	0,8 mPe
	500 hPa	0,3 mPe	1 mPe	4,4 mPe	7,2 mPe	10 mPe	8 mPe
Filtres BG3+GG385	100 hPa	<0,1 mPe	<0,1 mPe	<0,1 mPe	0,1 mPe	0,1 mPe	0,1 mPe
	500 hPa	<0,1 mPe	0,1 mPe	0,4 mPe	0,7 mPe	1 mPe	1 mPe

Tableau 6. 7 : Simulation de la contribution Čerenkov (CDL) dans le flux lumineux détecté avec MF2

E. Efficacité totale du détecteur (simulation de ε_{MF})

L'efficacité totale de détection de la lumière par un PM de l'expérience MACFLY est le rapport entre le nombre de photon détecté et le nombre de photon émis par fluorescence. Elle change en fonction de la chambre de mesure, de l'efficacité quantique des PM, des filtres associés (ε_{QPM}) et de la longueur d'onde de la lumière. Pour un PM donné l'efficacité de détection correspond au produit de l'acceptance géométrique de la chambre (avec les filtres associés au PM) ε_{GEO} et de l'efficacité quantique du PM :

$$\varepsilon_{MF_{PM}}(\lambda) = \varepsilon_{GEO_{PM}}(\lambda) \cdot \varepsilon_{Q_{PM}}(\lambda) \quad (6.9)$$

L'efficacité quantique des PM est connue grâce à l'étalonnage des PM décrit au chapitre précédant (Tableau 5.4). L'acceptance géométrique est déterminée grâce à la simulation du dispositif expérimental.

1. L'acceptance géométrique de MF1

L'acceptance géométrique du détecteur est le pourcentage de photon émis par fluorescence qui arrive sur la surface photosensible des PM. On estime cette efficacité en simulant la trajectoire de photons émis dans une direction aléatoire sur une zone correspondant au passage des électrons.

Comme l'acceptance géométrique de MF1 dépend de la longueur d'onde de la lumière, nous l'avons simulée pour chacune des raies de la fluorescence de l'air. Elle change aussi suivant le miroir utilisé, les filtres choisis et la présence ou non de l'absorbeur Čerenkov, etc. Nous avons donc fait des simulations correspondant à chacune de ces configurations. Enfin l'acceptance géométrique dépend aussi de l'emplacement et de la forme de la zone d'air excitée qui émet de la fluorescence.

La simulation est sujette à de nombreuses sources d'erreurs puisque toutes les propriétés optiques de tous les matériaux présents à l'intérieur de la chambre entrent en jeu. Certaines propriétés sont très bien connues puisqu'elles ont été mesurées. D'autres, en revanche, sont encore mal connues et sont d'importantes sources d'erreurs.

Je résume ici l'influence des principales sources d'erreurs systématiques sur la valeur de l'acceptance géométrique obtenue par la simulation. Ces séries de tests ont été réalisées avec des photons de 337 nm qui correspond à la raie principale de la fluorescence de l'air.

a) Homogénéité

L'homogénéité de réponse du détecteur est la variation de l'acceptance géométrique en fonction la position d'émission des photons. Puisque les photons sont émis le long des traces des particules chargées traversant l'enceinte de part en part, on s'intéresse particulièrement à l'homogénéité suivant la position (x,y) de ces traces dans le plan perpendiculaire à la chambre.

La figure 6.11 représente l'efficacité de détection de photons émis le long d'une ligne horizontale à l'intérieur de l'enceinte MF1 en fonction de la position de (x,y) de cette ligne. L'efficacité représentée ici est l'acceptance géométrique jusqu'aux lentilles. Cette simulation n'a pas été réalisée avec GEANT4 mais avec un autre programme développé lors de la

conception du design de MF1 qui est beaucoup plus rapide et plus souple que le programme GEANT4. Le résultat donne une fluctuation de l'efficacité du détecteur autour de sa valeur moyenne, d'un écart type relatif d'environ 7% (sur un rayon de 4 cm autour du centre de la chambre).

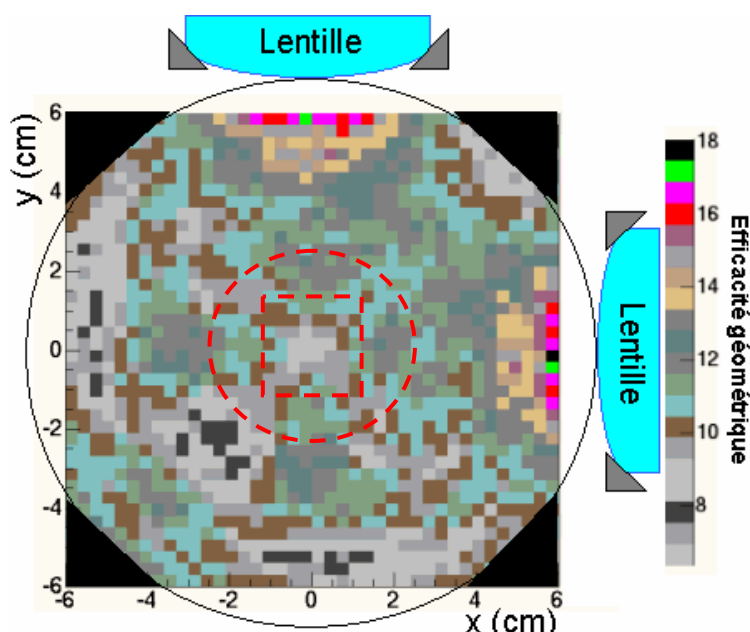


Figure 6. 11 : Simulation de l'homogénéité de MF1 en fonction de la position du faisceau. Position des scintillateurs de déclenchement un pointillé rouge (Cercle au LAPP, carré au CERN)

Sur cette figure on voit que dans un rayon de 4 cm, le minimum est environ à (-2 cm,-2 cm), les maxima en (-3 cm, 0) et (0,-3 cm). On remarque aussi que le centre du détecteur est une zone où l'acceptance géométrique est plus faible que la moyenne. Le tableau 6.8 donne le résultat de simulations de l'acceptance géométrique jusqu'aux deux PM, pour différentes positions de faisceau, obtenues avec le programme de simulation GEANT4.

Position (x,y) en cm	(0,0)	(1,0) / (0,1)	(-1,0) / (0,-1)	(0,-0,5)	(-2,-2)	(0,-3)
ϵ_{GEO} (%) de MF1 (2PM)	54,2 \pm 0,2	59,0 \pm 0,3	60,3 \pm 0,3	55,8 \pm 0,3	47,2 \pm 0,3	66,8 \pm 0,2

Tableau 6. 8 : Efficacité totale de détection pour différentes positions (x,y) de la trace des électrons

Pour les mesures prises au LAPP, les photons détectés proviennent de la trace d'électrons produits par une source radioactive qui entrent par la fenêtre d'entrée (1 cm de diamètre) et qui ressortent par la fenêtre de sortie (5 cm de diamètre : cercle rouge figure 6.11). Les photons sont donc émis de façon aléatoire sur le cône allant de la fenêtre d'entrée à la fenêtre de sortie. L'acceptance géométrique moyenne sur cette zone est de 5,95%, l'écart type est d'environ 0,3%.

$$\epsilon_{\text{GEO_MF1_source radioactive}} = (5,95 \pm 0,3)\%$$

Dans le cas de la mesure au CERN, il faut considérer les deux PM séparément car la forme du faisceau n'est pas de symétrie cylindrique (voir chapitre 5, figure 5.33). D'autre par même si on connaît la position du faisceau, il se peut qu'il y ait une erreur d'alignement du dispositif expérimental. On estime que l'erreur faite sur l'alignement de la chambre est du même ordre

de grandeur que les erreurs d'alignement des raquettes de déclenchement (cf. figure 5.33), c'est à dire de l'ordre de quelques millimètres (5 mm). Le tableau 6.9 donne le résultat d'une série de simulation avec une position moyenne du faisceau plus ou moins excentré.

Forme du faisceau		Cylindrique ($\sigma_r = 4,5$ mm)	Faisceau CERN 50GeV ($\sigma_X=3.2$ mm, $\sigma_Y= 5.7$ mm avec $ X <1$ cm et $ Y <1$ cm)				
Position du centre (x,y) en mm		(0,0)	(0,0)	(5,0)	(-5,0)	(0,5)	(0,-5)
ϵ_{GEO} (%) de MF1	PM horizontal	27,1 \pm 0,1	26,6 \pm 0,2	27,7 \pm 0,2	28,5 \pm 0,2	26,1 \pm 0,2	25,9 \pm 0,2
	PM vertical	27,2 \pm 0,1	28,4 \pm 0,2	27,3 \pm 0,2	27,0 \pm 0,2	29,4 \pm 0,2	30,5 \pm 0,2

Tableau 6. 9 : Acceptance géométrique de MF1 (à 337 nm) pour différents modèles de surface simulant la reflection de la lumière sur les pieces en plastic blanc.

En fait, lors de la mesure au CERN, seul le PM vertical (celui associé à un filtre BG3) a fonctionné correctement. Dans l'analyse des données on ne considère donc que l'efficacité liée au PM vertical. De plus lors de l'analyse on réalise un certain nombre de coupure pour réduire le bruit de fond : Cela entraîne une légère modification de l'acceptance géométrique à cause d'une répartition différente des électrons.

Le tableau 6.10 donne le résultat des simulations avec une position des électrons correspondant aux positions mesurées en prenant en compte la coupure. Cette valeur change légèrement pour les différentes énergies car la forme du faisceau est différente.

Energie du faisceau d'e ⁻	20 GeV	50 GeV
ϵ_{GEO} MF1 CERN04	28,1 \pm 0,2	27,8 \pm 0,1

Tableau 6. 10 : Acceptance géométrique du PM vertical pour les différents types faisceau CERN utilisés, en prenant en compte les coupures réalisées lors de l'annalyse (pour 337 nm)

Donc dans la configuration de MF1 au CERN, on a donc :

$$\epsilon_{GEO_MF1_CERN04} = (2,78 \pm 0,15)\%$$

b) Miroir principal

Nous avons utilisé deux types de surface miroir pour tapisser l'intérieur de MF1 : le miroir « CMS » et le nouveau miroir « Macfly ». Les propriétés de chacun de ces miroirs ont été mesurées par le service du CERN avec lequel nous avons collaboré pour leur construction (voir la figure 6.5 pour le miroir Macfly). La précision de ces mesures est très bonne (de l'ordre de 1%).

La réflectance des miroirs change suivant l'angle d'incidence des photons. On peut simuler cette dépendance grâce à des logiciels dédiés à la simulation de miroir multicouche. Par exemple la figure 6.12 représente une simulation de la réflectance du miroir CMS pour deux angles d'incidences. Le même type de dépendance existe pour le miroir Macfly. La variation de la réflectance avec l'angle d'incidence est aussi de l'ordre de 1%.

D'autre part la réflectance du miroir Macfly change suivant la position sur le miroir car l'épaisseur des couches déposées dépend de l'emplacement du miroir à l'intérieur de la cloche à vide où a lieu le dépôt. Cette dépendance a été mesurée grâce à des miroirs témoins placés à différents endroits. Sur le domaine de longueur d'onde qui nous intéresse, les fluctuations de la réflectance ne dépassent pas 1% .

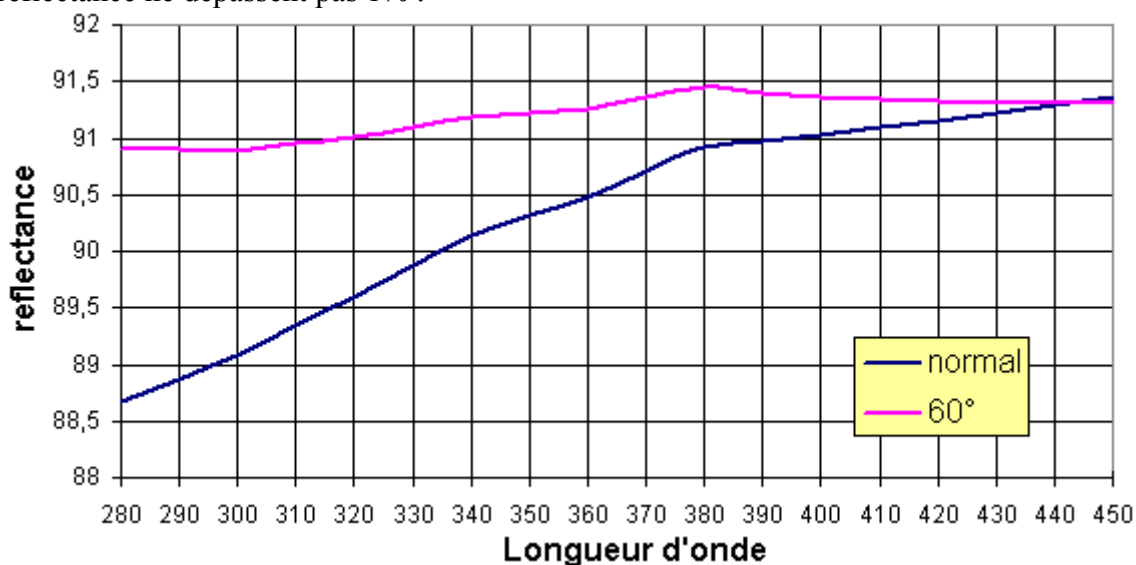


Figure 6. 12 : Réflectance du miroir CMS en fonction de la longueur d'onde pour deux angles d'incidences (en bleu : 0° et en fuchsia : 60°)

Le programme de simulation GEANT4 utilisé pour estimer l'efficacité de MF1, ne prend en compte que la dépendance de la réflectance avec la longueur d'onde. Il néglige les variations de la réflectance avec l'angle d'incidence et la position sur le miroir. Pour estimer l'influence de cette approximation sur l'efficacité, on lance une série de simulations avec différentes valeurs de réflectance pour le miroir. Le tableau 6.11 donne la valeur de l'acceptance géométrique obtenue.

Miroir	Sans : 0%	Parfait : 100%	Macfly	Macfly-3%	CMS	CMS-3%
ϵ_{GEO} (%) de MF1	16,2 \pm 0,2	56,6 \pm 0,3	54,2 \pm 0,2	53,2 \pm 0,3	45,6 \pm 0,3	43,4 \pm 0,3

Tableau 6. 11 : Acceptance géométrique de MF1 (à 337 nm) pour différents types de surface miroir

D'après les simulations, l'erreur systématique sur l'efficacité de MF1 est environ le double de l'erreur sur la réflectance du miroir. L'incertitude sur la réflectance du miroir étant de l'ordre de 2%, on estime l'erreur systématique due aux miroirs à 4 %.

c) Cône de Winston

Pour fabriquer les cônes de Winston, on utilise le miroir CMS. La réflexion sur la surface miroir des cônes étant principalement rasante, on entre dans le programme de simulation les valeurs de réflectance correspondant à un angle d'incidence de 60° (courbe fuchsia, figure 6.12). Le tableau 6.12 donne le résultats d'une série de simulation nous permettant d'estimer l'influence du cône de Winston sur l'efficacité de MF1.

D'après ces simulations, l'erreur systématique sur l'efficacité de MF1 est inférieure à l'erreur sur la réflectance du miroir. L'incertitude liée à la réflectance des cônes de Winston est donc inférieure à 2%.

Cône de Winston	Sans : 0%	Parfait : 100%	CMS+3%	CMS	CMS-3%
$\epsilon_{\text{GEO}} (\text{‰})$ de MF1	29,1 \pm 0,2	57,2 \pm 0,3	55,0 \pm 0,3	54,2 \pm 0,2	53,3 \pm 0,3

Tableau 6. 12 : Acceptance géométrique de MF1 (à 337 nm) pour différents cones de Winston

d) Absorbeur Čerenkov

L'absorbeur de lumière Čerenkov bloque pratiquement toute la lumière produite dans le dernier centimètre de la chambre (à l'intérieur du tube noir de 15 mm de diamètre). Les différentes simulations montrent une réduction d'environ 4% de l'efficacité du détecteur à cause de l'absorbeur Čerenkov. Il existe une incertitude de quelques millimètres sur le positionnement de l'absorbeur et une incertitude sur son albedo qui entraînent une erreur systématique sur l'efficacité de l'ordre de 1%.

e) Aluminium brut

Les propriétés de la plupart des surfaces à l'intérieur de la chambre de mesure ont été mesurées ou testées. Il existe cependant deux types de surface sur lesquelles nous avons peu d'information : les surfaces en aluminium brut et les surfaces en plastique blanc (pièce d'attache des lentilles).

Les surfaces en aluminium brut sont les surfaces des pièces en aluminium qui ont été usinées mais pas polies. Leur état de surface n'est donc pas bien connu. À l'intérieur de MF1, on trouve des surfaces en aluminium brut au niveau brides de chaque côté de l'enceinte et au niveau des trous de 10 cm de diamètre percés perpendiculairement à la chambre et qui contiennent les hublots.

Dans la simulation GEANT4, on modélise les surfaces quelconques grâce à un modèle avec deux paramètres : l'albédo a et la rugosité r de la surface. L'albédo est le pourcentage de la lumière incidente qui est diffusé par la surface. Et la rugosité est caractérisé par un chiffre entre 0 et 1 où 0 correspond à une surface polie (réflexion spéculaire) et 1 à une surface Lambertienne (luminance est isotrope). Le tableau 6.13 fournit le résultat d'une série de simulations obtenues avec différents modèles de surfaces pour l'aluminium brut. Le modèle choisi pour notre simulation est une surface à moitié polie ($r = 0,5$) avec un albedo équivalent à 70% du mylar aluminisé. Les incertitudes liées au choix de ce modèle sont importantes.

Modèle (a,r)	Noir (0,0)	Miroir Parfait (1,1)	Lambertien parfait (1,0)	Mylar aluminisé (73%,1)	Modèle utilisé (51%,0.5)	(73%,0.5)	(30%,0.5)
$\epsilon_{\text{GEO}} (\text{‰})$ de MF1	38,6 \pm 0,2	72,7 \pm 0,3	90,4 \pm 0,3	59,7 \pm 0,3	54,2 \pm 0,2	65,7 \pm 0,3	46,7 \pm 0,3

Tableau 6. 13 : Acceptance géométrique de MF1 (à 337 nm) pour différents modèles de surface en aluminium brut.

Aux vues de ces simulations, on estime que l'erreur systématique de l'efficacité de MF1 géométrique liée aux surfaces en aluminium, est de l'ordre de 15%. C'est la principale source d'erreur de notre expérience. Pour réduire cette incertitude, il conviendra de mesurer les propriétés optiques des surfaces en aluminium brut.

f) Pièce blanche d'attache des lentilles

Comme pour les surfaces en aluminium brut, on teste différents modèles de surface pour modéliser la diffusion de la lumière pour les pièces en plastique blanc qui tiennent la lentille sur le hublot (voir figure 5.4). De plus, ces pièces ne sont pas totalement opaques. Leur effet sur la lumière n'est donc pas facile à connaître, ni à modéliser, particulièrement dans l'UV.

Le Tableau 6.14 nous donne le résultat obtenu pour différents modèles de surface. On en déduit que l'erreur systématique sur l'efficacité due aux pièces en plastique blanc est assez faible : d'environ 2%.

Modèle (a,r)	Noir (0,0)	Lambertien parfait (1,0)	transparent	Modèle Al brut (51%,0.5)	Modèle utilisé (50%,0.1)	(25%,0.1)	(75%,0.1)
ε_{GEO} (‰) de MF1	52.8 \pm 0,3	56,3 \pm 0,3	54,4 \pm 0,3	54,5 \pm 0,3	54,2 \pm 0,2	53,3 \pm 0,3	55,0 \pm 0,3

Tableau 6. 14 : Acceptance géométrique de MF1 (à 337 nm) pour différents modèles de surface simulant la réflexion de la lumière sur les pièces en plastique blanc.

2. L'acceptance géométrique de MF2

Grâce au programme de simulation en GEANT4, on peut aussi simuler l'acceptance géométrique de MF2. L'incertitude sur cette efficacité est importante car aucune propriété optique des surfaces à l'intérieur de l'enceinte de mesure n'a été mesurée, excepté celles de la surface miroir formant les cônes de Winston. Le tableau 6.15 donne le résultat obtenu pour diverses sources d'erreurs, grâce à des séries de simulations.

Source d'erreur	Incertainitude sur l'acceptance géométrique de MF2
Surface noire	5%
Position de la zone d'émission	20%
Cône de Winston	2%
Statistique de la simulation	1%
Total	21%

Tableau 6. 15 : Estimation des erreurs de la simulation sur l'acceptance géométrique de MF2.

La difficulté principale avec le chambre de mesure MF2 est que l'acceptance géométrique change suivant la zone d'émission des photons et donc suivant l'épaisseur du pied de gerbe. En effet, plus la gerbe se développe latéralement, plus l'acceptance géométrique moyenne diminue. Sa variation exacte en fonction de l'âge de la gerbe est cependant très difficile à évaluer. Notre programme de simulation n'est pour l'instant pas suffisamment développé pour l'estimer correctement (nous sommes confrontés à un problème informatique avec GEANT4 que nous n'avons pas encore eu le temps de résoudre). On peut simplement déterminer que l'acceptance géométrique ne devrait pas varier de plus de 20%. Donc dans notre analyse, on considère qu'elle est constante avec une incertitude importante de 20%.

3. Efficacités totales utilisées

a) MF1 Au LAPP

Pendant la campagne de mesures faite au LAPP au printemps 2004, MF1 était équipé des PM n°3366 et n°3121, tous les deux associés à un filtre BG3. Le miroir installé dans l'enceinte était le miroir CMS. Il n'y avait pas le système d'absorption de la lumière Čerenkov. Et enfin, la zone émettant la lumière est le cône excité par la source radioactive.

Le dispositif étant entièrement symétrique on peut ajouter le signal détecté par chacun des PM. L'efficacité de détection du couple de PM en fonction de la longueur d'onde est donnée par la figure 6.13.

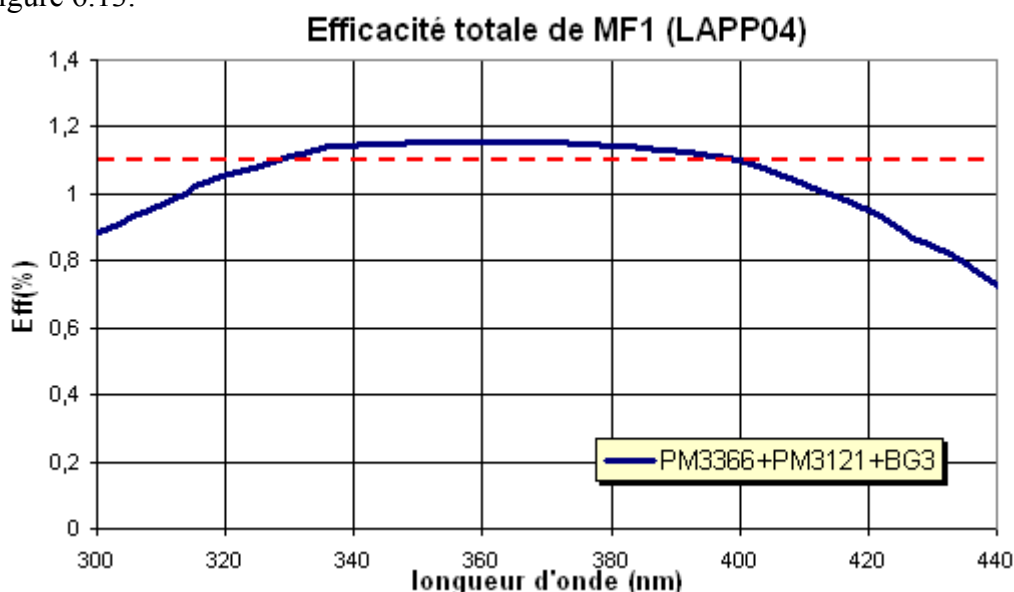


Figure 6. 13 : Efficacité totale de détection de la lumière de MF1 au LAPP en fonction de la longueur d'onde. (moyenne pondérée en pointillé)

On peut définir une efficacité moyenne de détection de la lumière de fluorescence de l'air, en faisant une moyenne pondérée par l'intensité relative des différentes raies de la fluorescence. On obtient dans la configuration du LAPP :

$$\epsilon_{\text{MF1/LAPP}} = (1,10 \pm 0,22)\%$$

L'incertitude sur cette valeur est calculée à partir de l'ensemble des erreurs systématiques du à la simulation ou à l'étalonnage des PM. Le tableau 6.15 rappelle les différentes incertitudes obtenues.

Source d'erreur	Erreur pour MF1 au LAPP	Erreur pour MF1 au CERN
EQ des PM	10%	10%
Position de la zone d'émission	5%	6%
Miroir principal	4%	4%
Cône de Winston	2%	2%
Absorbeur Čerenkov	0%	1%
Aluminium brut	15%	15%
Pièces en plastic blanc	2%	2%
Autres (lentille, filtre...)	<2%	<2%
Total	20%	20%

Tableau 6. 16 : Erreurs systématiques dans l'efficacité totale de MF1

b) MF1 au CERN

Au CERN, MF1 était équipé des mêmes PM qu'au LAPP mais le PM n°3366 était associé à un filtre BG3 et le PM n°3121 à un assemblage de filtres BG3+GG385. La figure 6.14 représente l'efficacité de détection de chacun des PM dans la configuration du CERN : miroir Macfly, absorbeur Čerenkov présent et zone d'excitation asymétrique de la même forme que le faisceau d'électrons.

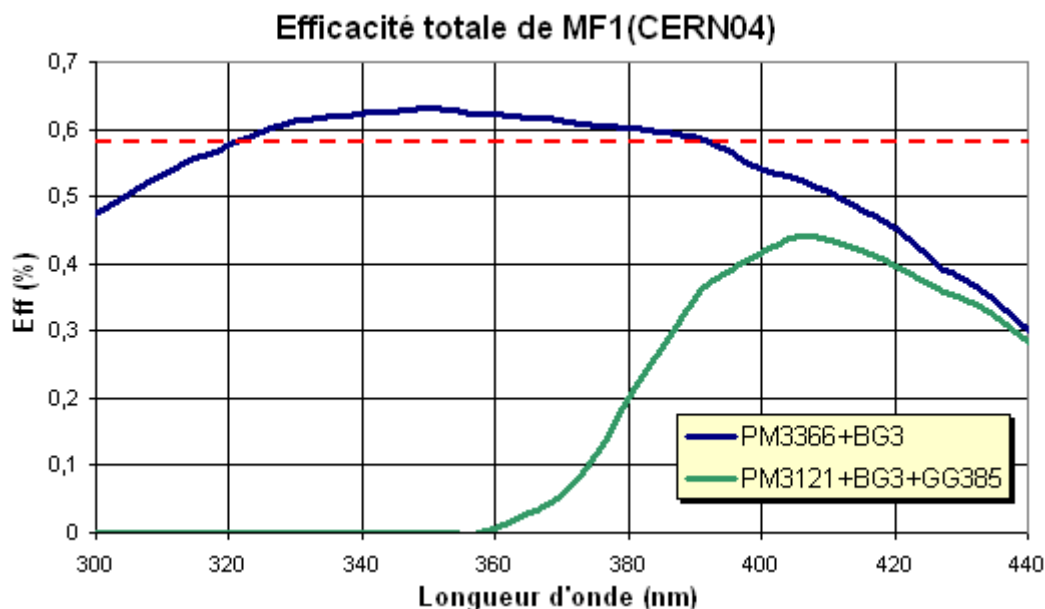


Figure 6. 14 : Efficacité totale de détection de la lumière par MF1 au CERN en fonction de la longueur d'onde. (moyenne pondérée en pointillé)

Dans le cas de la mesure avec le filtre BG3, on peut calculer l'efficacité moyenne de détection de la lumière de fluorescence de l'air. Dans la configuration CERN, on obtient :

$$\epsilon_{MF1/CERN} = (0,59 \pm 0.12)\%$$

L'incertitude sur cette valeur a été déterminée en faisant la somme quadratique des différentes erreurs résumés dans le tableau 6.16.

c) MF2 au CERN

Pour déterminer l'efficacité totale de MF2, on peut utiliser le programme de simulation comme pour MF1. Dans ce cas, par exemple, on obtient une efficacité moyenne de détection de la fluorescence avec le PM connecté au canal 7 du QDC de : $\epsilon_{MF2/canal7} = (0,0116 \pm 0.003)\%$

Lorsque l'on ne place pas de pied de gerbe devant MF2, la particule excitatrice et le gaz sont les mêmes dans MF1 et MF2. La production linéique de lumière par fluorescence est donc la même dans les deux enceintes. Le PM connecté au canal 7 étant associé à un filtre BG3 comme le PM de MF1, on peut comparer la mesure obtenue avec ce PM, avec celle de MF1. Le rapport des deux quantités de lumière de fluorescence détectée (FDL), est directement proportionnelle au rapport des efficacité de détection :

$$\frac{FDL_{MF1}}{FDL_{MF2}} = \frac{FLY / E \cdot E_{dep_{MF1}} \cdot \epsilon_{MF1}}{FLY / E \cdot E_{dep_{MF2}} \cdot \epsilon_{MF2}} = \frac{1}{7} \cdot \frac{\epsilon_{MF1}}{\epsilon_{MF2}} \quad (6.10)$$

Le résultat des mesure donne un FDL environ onze fois plus faible avec MF2 que avec MF1. On en déduit l'efficacité moyenne de détection de la fluorescence de MF2 à partir de celle de MF1 :

$$\varepsilon_{MF2} = \frac{\varepsilon_{MF1}}{7 \times 11} = (0,0076 \pm 0,002)\%$$

Même si les résultats de la simulation et de la mesure sont très différents l'un de l'autre, ils restent compatibles entre eux puisque l'erreur systématique est de l'ordre de 25% pour chacune de ces estimations.

On choisit comme efficacité absolue la valeur obtenue grâce à la comparaison avec MF1. La simulation nous permet de connaître la variation de l'efficacité en fonction de la longueur d'onde et suivant le filtre utilisé. La figure 6.15 représente le résultats de la simulation ajustée pour obtenir l'efficacité moyenne pondérée pour le PM3129 associé au filtre BG3 soit de 0,0076%.

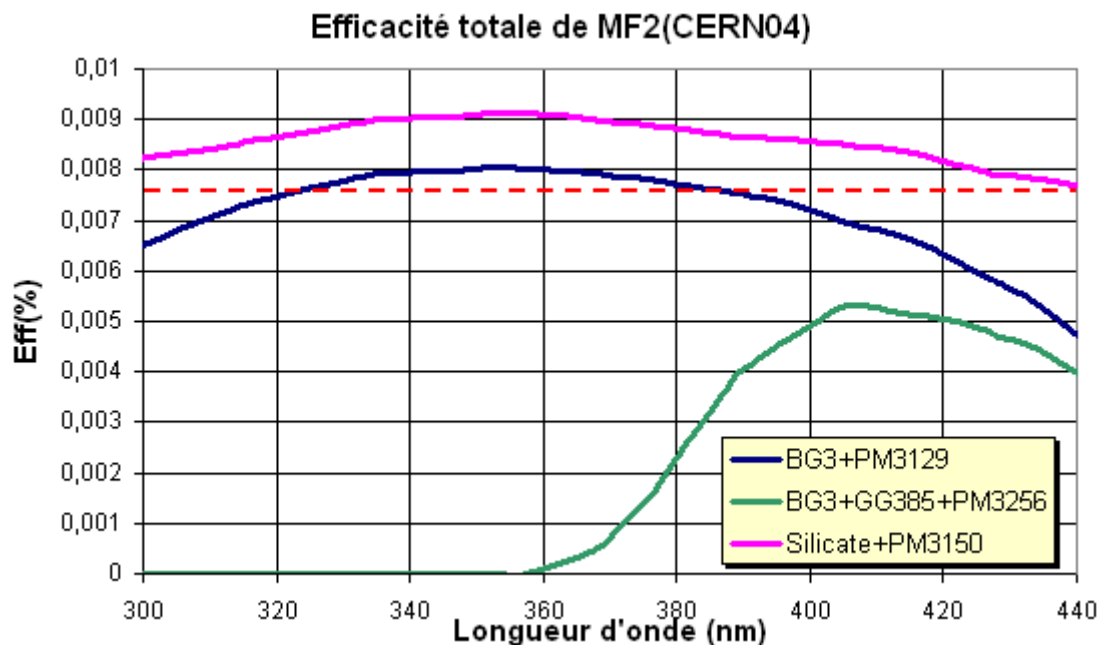


Figure 6. 15 : Efficacité totale de détection de la lumière de trois PM de MF2 au CERN en fonction de la longueur d'onde. (moyenne pondérée du PM3129 en pointillé)

F. Energie déposée dans l'enceinte (Simulation de E_{dep})

1. MF1

On détermine la quantité d'énergie déposée dans le gaz étudié grâce au programme de simulation GEANT4. La figure 6.16 représente la distribution d'énergie déposée par un électron de 50 GeV traversant la chambre MF1 remplie d'air sec à 950 hPa (27°C). La valeur qu'on utilise pour l'analyse des données est la valeur moyenne de cette distribution (63,8 keV). L'erreur statistique d'une simulation avec 40 000 évènements (comme celle de la figure 6.16), est d'environ 100 eV.

$$E_{dep} = 63,8 \pm 0,1 \text{ keV}$$

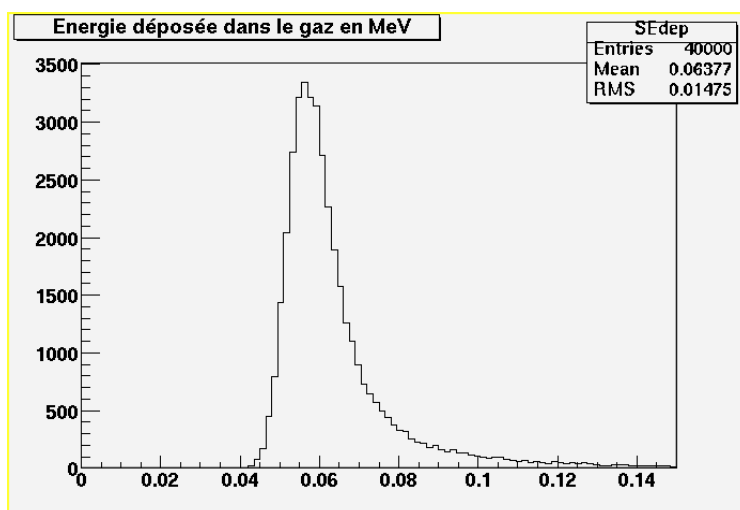


Figure 6. 16 : Distribution de probabilité de l'énergie déposée dans MF1 par des électrons de 50 GeV dans de l'air sec à 950 hPa et 27°C

La quantité d'énergie déposée dans l'enceinte change suivant l'énergie et la nature de la particule incidente ainsi que suivant les caractéristiques du gaz. La table 6.16 donne les résultats d'une série de simulations avec des électrons d'énergies différentes dans de l'air à 950 hPa et 27°C. La valeur obtenue pour 50 GeV est légèrement différente de celle trouvée précédemment car dans cette série de simulations, on a enlevé l'absorbeur Čerenkov pour permettre aux électrons de basses énergies de sortir.

Les différents points simulés sont reportés avec leur incertitude sur la figure 6.17 sur laquelle se trouve également une courbe en pointillé correspondant au produit du dE/dl (énergie déposée dans l'air par unité de longueur de trace) et de la longueur de l'enceinte. Le dE/dl est calculé avec la formule 4.7 (chapitre 4), en prenant comme énergie seuil 160 keV.

Cette courbe ajuste plutôt bien les valeurs obtenues par simulation excepté pour les faibles énergies (< 5 MeV) qui correspondent par exemple à l'énergie de la source radioactive (1,5 MeV). Cela s'explique par le fait que dans la simulation, on suppose qu'un évènement est détecté (et donc pris en compte) que lorsque l'électron ressort par la fenêtre de sortie avec plus de 200 keV. A basse énergie seules les électrons ayant perdus peu d'énergie dans l'air traversent l'enceinte sans trop diffuser et ressortent par la fenêtre de sortie. Les électrons détectés par le système de déclenchement sont donc des électrons ayant déposés moins d'énergie que la moyenne des électrons de même énergie (le dE/dl correspond à l'énergie moyenne déposée par unité de longueur.).

L'efficacité de déclenchement diminue avec l'énergie. Elle est d'environ 5% à 1,5 MeV devient nulle en dessous de 1 MeV. Ainsi à basse énergie malgré le grand nombre d'évènement simulés l'erreur statistique devient importante.

Energie	1 MeV	1,5 MeV	2 MeV	5 MeV	10 MeV	30 MeV	100MeV	1 GeV	5 GeV	50 GeV
E _{dep} (keV)	46	47,2	47,1	49,5	52,8	58	61,7	64,2	64,4	64,4

Tableau 6. 17 : Simulation de l'énergie déposée dans MF1 (air à 950 hPa et 27°C) par des électrons.

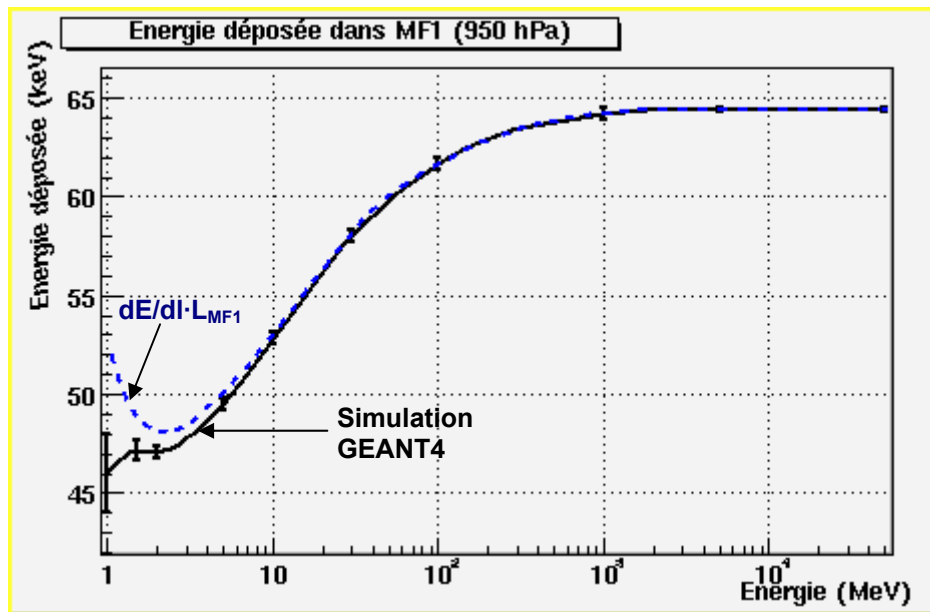


Figure 6. 17 : Energie moyenne déposée dans l'air (950 hPa, 27°C) par des électrons en fonction de l'énergie cinétique des électrons. (points noirs : simulation, courbe bleu : $dE/dl \cdot 288 \text{ mm}$)

L'énergie déposée dans le gaz dépend aussi de la nature de la particule excitatrice. Dans l'air sec à 950 hPa et 27°C, on obtient par simulation pour des muons de 80 GeV une énergie déposée de 63,8 keV et pour des pions 20 GeV : $E_{\text{dep}}=60,5 \text{ keV}$. On obtient une énergie déposée légèrement inférieure à celle déposée par des électrons ($E_{\text{dep}}=64,4 \text{ keV}$) ce qui est logique puisque ces particules ont la même charge que l'électron mais un facteur de Lorentz plus faible (d'un facteur 200 environ).

D'autre part, l'énergie déposée dépend des caractéristiques du gaz qui remplit MF1. Le tableau 6.18 donne par exemple le résultat, d'une série de simulations avec des électrons de 50 GeV dans l'air sec et dans l'azote pur à différentes pressions. Pour une même pression l'énergie déposée dans l'azote est plus faible que dans l'air car la densité de l'azote est plus faible. On remarque aussi que la variation de l'énergie déposée n'est pas tout à fait proportionnelle à la pression. Ceci est dû au facteur de densité de l'expression du dE/dl (voir chapitre 4).

Pression (hPa)	10	20	40	100	250	500	950
E _{dep} (keV)	Air	0,83	1,65	3,14	7,54	18,1	63,8
	N ₂	0,81	1,6	3,08	7,39	17,7	61,8

Tableau 6. 18 : Simulation de l'énergie déposée dans MF1 par des électrons de 50 GeV à 27°C

En pratique on ne connaît pas exactement les conditions de pressions et de température qui règnent à l'intérieur de MF1 pendant chaque run à cause des incertitudes de mesures de nos sondes de température et de pression. De plus ces conditions peuvent varier pendant le temps de la prise des données (environ 30'). On estime l'incertitude sur la température de l'ordre de 1°C et sur la pression de l'ordre de 2 hPa. Ces incertitudes provoquent une erreur systématique qui s'ajoute à l'erreur statistique (d'environ 0,5%).

Au final, on estime que l'écart type de l'erreur faite sur l'énergie moyenne déposée dans le gaz, σE_{dep} , vérifie :

$$\frac{\sigma E_{dep}}{E_{dep}} = \sqrt{(0,6\%)^2 + \left(\frac{2hPa}{P}\right)^2} \quad (6.11)$$

2. MF2

La quantité d'énergie déposée dans MF2 dépend de l'âge de la gerbe créée, c'est-à-dire de l'épaisseur du pied de gerbe. On contrôle la quantité de matière traversée par la gerbe avant la chambre de mesure grâce à notre système de pied de gerbe fait de disques de cuivre (décrit au chapitre précédent) mais on ne doit pas oublier la matière traversée par le faisceau avant d'arriver sur MF2. Le tableau 6.19 donne notre estimation de l'épaisseur de matière traversée, exprimée en nombre de longueur de radiation X_0 .

Matière traversée	Nombre de X_0
Environ 10 m d'air	0,03±0,01
Chambre à retard	0,01±0,01
Raquette de déclenchement	0,10±0,02
MF1	0,04±0,02
Boîte thermique	0,03±0,02
N disques de cuivre	N*(0,7±0,02)
Fenêtre d'entrée dans MF2	0,06±0,02

Tableau 6. 19 : Energie déposée dans MF2 en fonction de l'épaisseur du pied de gerbe

La simulation des événements MF2 étant beaucoup plus longue que ceux de MF1, on estime l'énergie déposée à partir de moins d'événements simulés. L'erreur statistique de la simulation est d'environ 1%. Le tableau 6.20 fournit le résultat d'une série de simulations.

Pied de gerbe (en cuivre)	Nombre de X_0	Energie déposée en MeV	
		100 hPa	500 hPa
0 cm	0,27 ± 0,05	0,053	0,247
1 cm	0,97 ± 0,05	0,208	1,02
3 cm	2,36 ± 0,05	1,04	5,28
5 cm	3,76 ± 0,06	2,33	12,0
7 cm	5,16 ± 0,06	3,37	17,5
10 cm	7,26 ± 0,07	3,65	19,2

Tableau 6. 20 : Energie déposée dans MF2 en fonction de l'épaisseur du pied de gerbe

La figure 6.18 représente l'énergie déposée dans l'air à l'intérieur de MF2 en fonction du grammage de matière traversé exprimé en nombre de X_0 . Les points en noirs correspondent aux résultats obtenu grâce au programme de simulation GEANT4 et la courbe en pointillé est l'ajustement des simulations par un modèle simple de développement longitudinal de gerbe (équation 26.29 du PDG[125]).

$$\frac{dE}{dt} \propto \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (6.12)$$

Dans cette expression, t est le nombre de X_0 traversé, $b \approx 0,4$ et $a = 1 - b \left(\ln \frac{E}{E_c} - 0,5 \right)$ avec E l'énergie de l'électron primaire (50GeV) et E_c l'énergie critique. Dans le cuivre $E_c \approx 24$ MeV.

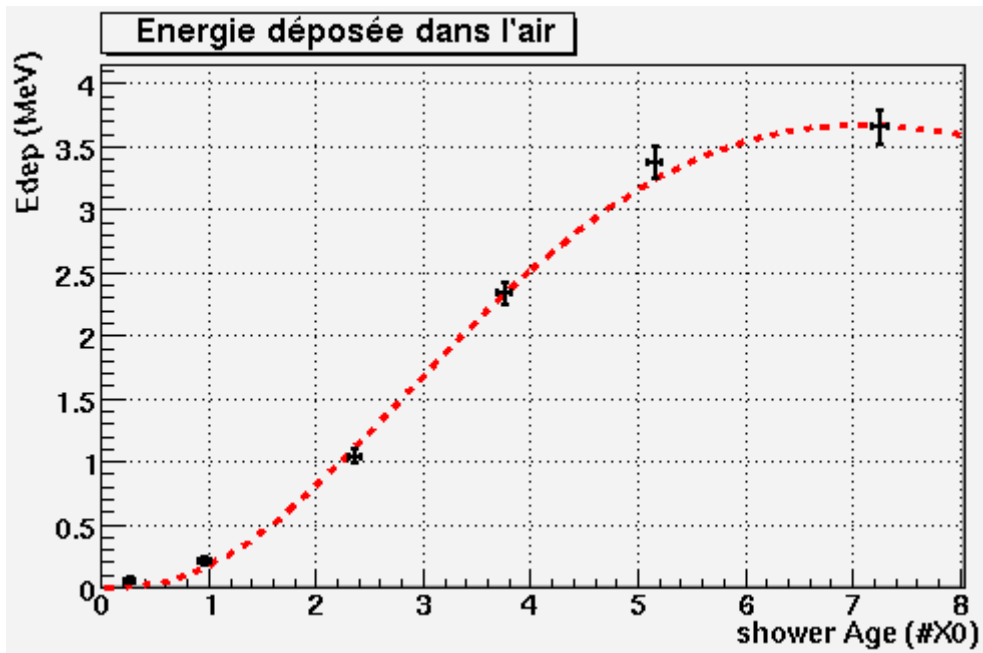


Figure 6. 18 : Simulation de l'énergie déposée dans MF2 à 100 hPa en fonction de l'épaisseur du pied de gerbe exprimée en nombre de longueur de radiation.

G. Les erreurs systématiques

Les erreurs systématiques changent suivant les conditions expérimentales mais elles sont toujours autour de 20% pour MF1 et de 25% pour MF2. La tableau 6.21 rappelle les différentes contributions à l'erreur systématique dans MF1. Pour estimer le rendement de la fluorescence, on doit diviser le signal lumineux produit (FLY) par l'énergie déposée. L'incertitude sur l'énergie déposée ajoute une nouvelle contribution à l'erreur systématique de la mesure. Comme on peut le voir sur le tableau 6.21, cette contribution n'est importante que pour les mesures à basse pression.

Source d'erreur	Azote à 1000 hPa	Air sec à 1000 hPa	Air sec à 100 hPa	Air sec à 10 hPa
EQ des PM	10%	10%	10%	10%
Acceptance géométrique	17%	17%	17%	17%
Reconstruction du DL	2%	3%	3,5%	4%
Bruit de fond	0,5%	2,5%	3,3%	6%
Rayonnement Čerenkov	1%	5%	0,7%	<0,1%
Qualité du gaz	0%	2%	2%	2%
Porte d'intégration	0%	0%	0%	3%
FLY	19,8%	20,8%	20,4%	21,3
Energie déposée	0,6%	0,6%	2,1%	20%
FLY/E	19,8%	20,8%	20,5%	29,2%

Tableau 6. 21 : Erreur systématique dans les mesures au CERN avec MF1 (à 50GeV)

L'objectif du projet Macfly est de réduire les erreurs systématiques de la mesure avec MF1 à une valeur inférieure à 10%. Pour atteindre cette objectif, il nous faut maintenant étudier les deux principales sources d'incertitude : l'efficacité quantique des PM et les propriétés optiques des surfaces en aluminium brut.

Grâce à l'étalonnage des PM en cours à Dubna, on devrait pouvoir atteindre une précision de 5% sur l'efficacité quantique. La modélisation des surfaces en aluminium brut pose quant à elle, plus de difficulté. Lors des prochaines campagnes de mesures, on devrait recouvrir ces surfaces de noir ou de surface miroir dont on connaît les propriétés. En supposant que l'on arrive à réduire l'erreur sur les surfaces en aluminium à 5%, l'incertitude sur l'acceptance géométrique de MF1 au CERN serait alors d'environ 9%. L'erreur systématique sur la mesure de la fluorescence serait alors toujours supérieure à 10% (environ 12%) mais inférieure à celle de Nagano (13,2%).

Il est cependant tout de même possible de réduire les erreurs systématiques de notre dispositif à un niveau inférieur à 10% en utilisant la source radioactive dont les électrons ne produisent pas de rayonnement Čerenkov et dont la répartition spatiale de l'énergie déposée dans l'air est plus facilement simulable.

Chapitre VII : Résultats et interprétations

A. Résultats

Les résultats des différentes campagnes de mesures de l'expérience MACFLY sont donnés sous forme de tableaux dans lesquels on trouve les caractéristiques de la source d'excitation et du gaz étudié ainsi que les résultats de l'analyse des données réalisée grâce à la méthode décrite au chapitre précédent. Ainsi pour chaque mesure on fournit la quantité de lumière détectée : DL (en milli-photoélectrons : mPe), le niveau du bruit de fond : Bgd (en mPe), la contribution du rayonnement Čerenkov CDL (en mPe) et la production de lumière par fluorescence : FLY (en photon : ph).

Les tableaux fournissent également la production linéique de lumière par fluorescence FLY/l (en ph/m) et la production de lumière par quantité d'énergie déposée : FLY/E (en ph/MeV). Ces deux valeurs sont les véritables résultats de notre expérience. C'est par elles que l'on va confronter nos mesures aux modèles théoriques et aux résultats des autres expériences.

La quantité de lumière produite par fluorescence dans l'enceinte de mesure (FLY) est déterminée grâce à l'équation 6.2. en considérant les caractéristiques du dispositif expérimental au moment de la mesure. Dans notre mesure de la FLY, nous distinguons deux types d'incertitudes : Les incertitudes dues à la méthode de mesure et celles dues à l'étalonnage du système.

Les incertitudes liées à la méthode prennent en compte les erreurs statistiques, les incertitudes sur le bruit de fond et le rayonnement Čerenkov et les erreurs de la méthode de reconstruction du DL (ajustement du spectre de PM). On utilise ces incertitudes pour comparer les différentes mesures les unes aux autres (mesures relatives). C'est elles que l'on va représenter sur les graphiques montrant les variations de la fluorescence en fonction de tel ou tel paramètre.

L'incertitude absolue prend en compte les erreurs d'étalonnage du dispositif. Cette erreur doit être prise en compte lorsque l'on compare nos résultats à celles d'autres expériences ou à des modèles de fluorescence.

1. MF1 au LAPP

Le tableau 7.1 fournit le résultat des mesures prises au LAPP en avril 2004. Ces mesures ont été réalisées à l'aide de la source radioactive pour laquelle on estime l'énergie moyenne des électrons traversant la chambre à 1,5 MeV. La pression et la température de la mesure

correspondent aux conditions ambiantes dans le laboratoire (950 hPa et 23°C). Nous avons fait la mesure avec trois gaz différents : l'azote pur, l'air sec en bouteille (80% de N₂ et 20% de O₂) et l'air (humide) ambiant.

Faisceau	Gaz	Temp.	Pression	DL (mPe)	Bgd (mPe)	FLY (ph)	±σFLY (méthode)	±σFLY (absolue)	FLY/I (ph/m)	Edep (keV)	FLY/E (ph/MeV)
électron 1,5 MeV	vide	23°C	<1 hPa	1,1	1,1	-	-	-	-	-	-
	N2		950 hPa	42,3	1,3	3,73	± 0,19	±0,73	12,94	46,4	80,33
	air sec			11,7	1,2	0,95	± 0,06	±0,19	3,31	47,72	20,00
	air ambiant			10,7	1,2	0,86	± 0,06	±0,17	3,00	47,5	18,18

Tableau 7. 1 : Résultats de la mesure de la fluorescence de l'air faite au LAPP avec MF1

A pression et température ambiante, nous avons mesuré une production de lumière par fluorescence dans l'air d'environ 3,3 ph/m. Avec un dispositif très semblable au nôtre (source de Sr90 et filtre large 300/400 nm), Kakimoto et al.[114] ont mesuré environ la même production linéique de lumière.

2. MF1 au CERN

Le tableau 7.2 donne les résultats obtenus avec Macfly1 au CERN en août 2004. Pour l'instant nous avons analysé les données correspondant à des faisceaux d'électrons de 50 GeV et 20 GeV. Les faisceaux d'énergie supérieure à 50 GeV (80 GeV et 100 GeV) sont des faisceaux composés de différents types de particules (électrons et muons) qui demandent une méthode d'analyse plus poussée qui nous n'avons pas encore eu le temps de développer.

Faisceau	Gaz	Temp. (± 1°C)	Pression (± 2hPa)	DL (mPe)	Bgd+CDL (mPe)	FLY (ph)	±σFLY (méthode)	±σFLY (absolue)	FLY/I (ph/m)	Edep (keV)	FLY/E (ph/MeV)
électron 50 GeV	vide	27,5°C	<1 hPa	1,6	1,60	0,00	-	-	-	-	-
	N2	27,5°C	10	8,1	1,61	1,11	± 0,15	± 0,26	3,89	0,81	1368,14
			20	10,1	1,61	1,45	± 0,12	± 0,30	5,08	1,6	905,29
			40	16,9	1,62	2,61	± 0,18	± 0,54	9,15	3,09	843,63
			75	21,5	1,65	3,39	± 0,24	± 0,70	11,89	5,6	605,04
			100	24,5	1,66	3,90	± 0,26	± 0,80	13,68	7,4	526,70
			150	27,6	1,69	4,42	± 0,27	± 0,90	15,51	10,8	409,40
			250	32,1	1,75	5,18	± 0,31	± 1,05	18,17	17,7	292,61
		28,5°C	350	35	1,81	5,66	± 0,34	± 1,15	19,87	24	235,99
			500	38	1,90	6,16	± 0,37	± 1,25	21,62	33,7	182,80
			750	41,5	2,05	6,73	± 0,41	± 1,37	23,62	49,6	135,73
			1000	43,7	2,20	7,08	± 0,56	± 1,48	24,85	65	108,95
	Air sec	28,5°C	10	4,9	1,61	0,56	± 0,06	± 0,12	1,97	0,83	677,25
			20	5,8	1,61	0,71	± 0,07	± 0,15	2,51	1,64	435,78
			40	6,9	1,62	0,90	± 0,08	± 0,19	3,16	3,12	288,57
			100	7,8	1,66	1,05	± 0,08	± 0,22	3,68	7,5	139,70
			250	8,5	1,75	1,15	± 0,09	± 0,24	4,04	18	63,99
			500	9	1,90	1,21	± 0,09	± 0,25	4,25	34,8	34,82
		25°C	950	9,5	2,17	1,25	± 0,12	± 0,27	4,39	64,2	19,48
			990	9,4	2,19	1,23	± 0,15	± 0,28	4,31	62,4	19,71
électron 20 GeV	N2	27,5°C	50	15	1,63	2,25	± 0,22	± 0,49	7,91	3,8	593,33
	Air sec	26°C	100	23,5	1,66	3,68	± 0,32	± 0,78	12,92	7,31	503,83
			500	8,5	1,90	1,11	± 0,12	± 0,25	3,91	35,1	31,71

Tableau 7. 2 : Résultats de la mesure de la fluorescence de l'air et de l'azote avec MF1 utilisant un faisceau test du CERN d'électrons de 20 GeV et 50 GeV.

La figure 7.1 représente les contributions de la fluorescence (FDL), du Čerenkov (CDL) et du bruit de fond (Bgd) dans le flux lumineux total mesuré (DL) en fonction de la pression. La CDL et le Bgd sont déterminés grâce à des mesures ou des simulations (voir chapitre précédent) et la FDL est obtenue par un ajustement sur les points de mesures.

$$FDL = DL - CDL - Bgd$$

On voit que la lumière produite par fluorescence est la principale source de lumière mesurée mais que les deux autres contributions ne sont pas négligeables. La production de lumière par Čerenkov a un comportement très différent de celui de la fluorescence. Son influence n'est importante qu'à haute pression.

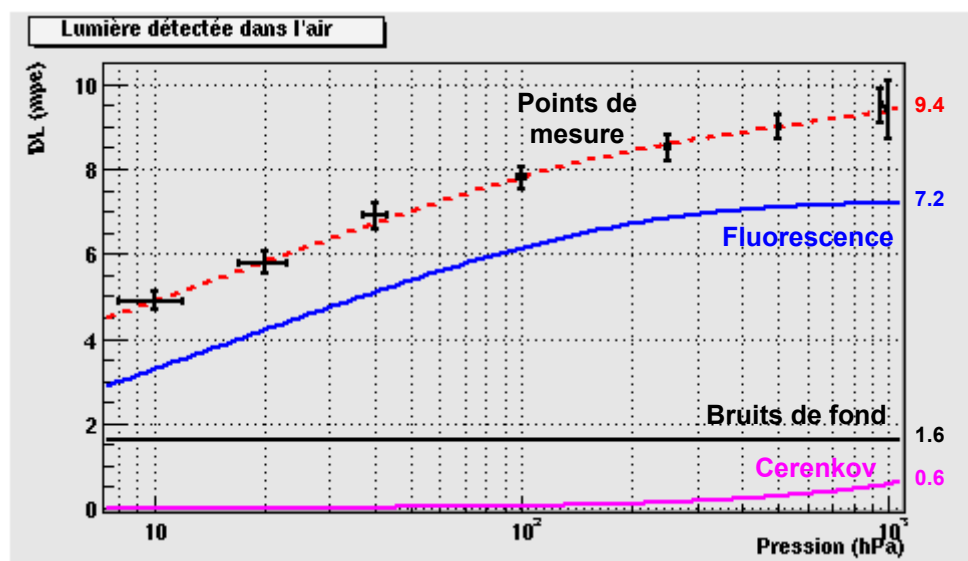


Figure 7. 1 : Différentes contributions à la lumière détectée par MF1 dans l'air (croix noires) : Fluorescence en bleu, Čerenkov en rose et le bruit de fond en noir.

3. MF2 au CERN

La majorité des données de MF2 prises au CERN en août 2004 avec un faisceau d'électrons de 50 GeV ont été analysées. Le tableau 7.3 donne les résultats des mesures de la fluorescence l'air à 100 hPa et 500 hPa avec un filtre BG3 pour différentes épaisseurs de pied de gerbe. L'ensemble des résultats de MF2 analysés est donné en annexe.

Gaz	Temp. (± 1°C)	Pied de gerbe (cm)	DL (mPe)	Bgd (mPe)	CDL (mPe)	FLY (ph)	±σFLY (méthode)	±σFLY (absolue)	Edep (MeV)	FLY/E (ph/MeV)
Air sec à 100 hPa	26°C	0	0,6	0,0	0,05	7,24	± 2,8	± 3,26	0,053	136,5
		1	2,5	0,0	0,2	30,26	± 7,4	± 10,1	0,208	145,5
		3	12,1	0,2	0,6	148,7	± 17,5	± 39,9	1,04	143,0
		5	26,8	0,6	1,0	331,6	± 37,4	± 84,2	2,33	142,3
		7	39,4	2,2	1,0	476,3	± 53,1	± 122,2	3,37	141,3
		10	44,2	4,0	0,8	518,4	± 57,9	± 132,4	3,65	142,0
Air sec à 500 hPa	24,5°C	0	0,8	0,0	0,25	7,24	± 3,8	± 4,14	0,247	29,30
		1	4	0,0	1,0	39,47	± 8,6	± 13,0	1,02	38,70
	26°C	3	19,2	0,2	4,4	192,1	± 36,8	± 57,8	5,28	36,38
	24,5°C	5	41,7	0,6	7,2	446,1	± 69,3	± 124,0	12	37,17
	26°C	7	59,6	2,2	10,0	623,7	± 96,5	± 173,8	17,52	35,60
	24,5°C	10	62,9	4,0	8,0	669,7	± 94,0	± 183,3	19,2	34,88

Tableau 7. 3 : Résultats de la mesure de la fluorescence de l'air avec MF2 équipé d'un filtre BG3 (canal 7) utilisant un faisceau test d'électrons de 50 GeV.

La figure 7.2 représente les différentes contributions au signal lumineux mesuré dans l'air sec à 500 hPa en fonction du nombre de longueur de radiation X_0 traversée par la gerbe. A cette pression la contribution Čerenkov au signal est assez importante. L'erreur systématique de la simulation de cette contribution étant très forte (50%), l'incertitude des mesures à haute pression est plus élevée qu'à basse pression.

Sur la figure 7.3 qui représente les différentes contributions du signal à 100 hPa, on voit que le niveau du signal Čerenkov est beaucoup plus faible que figure 7.2. La mesure de la FLY est donc plus précise à 100 hPa qu'à 500 hPa.

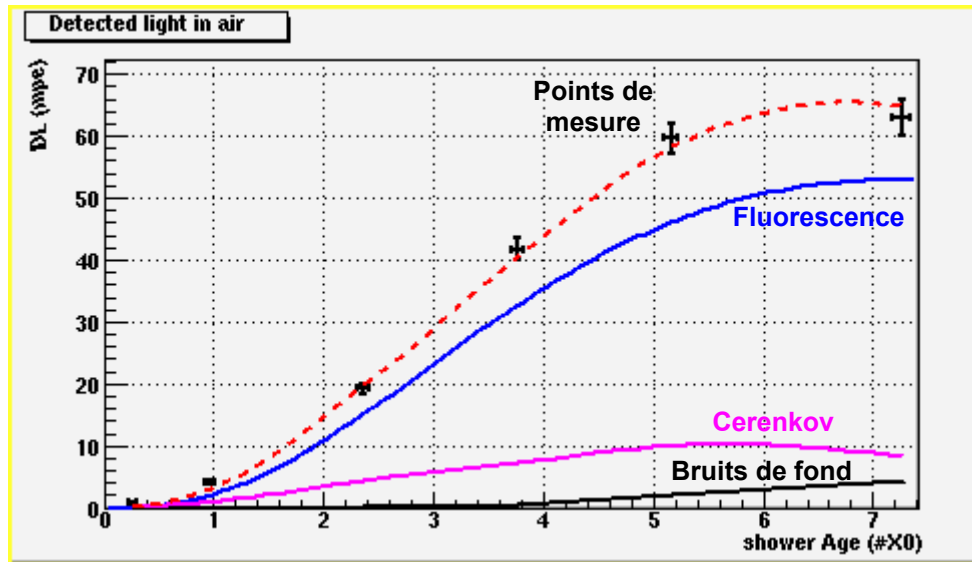


Figure 7. 2 : Différentes contributions à la lumière détectée par MF2 dans l'air à 500 hPa (croix noires) : Fluorescence en bleu, Čerenkov en rose et le bruit de fond en noir.

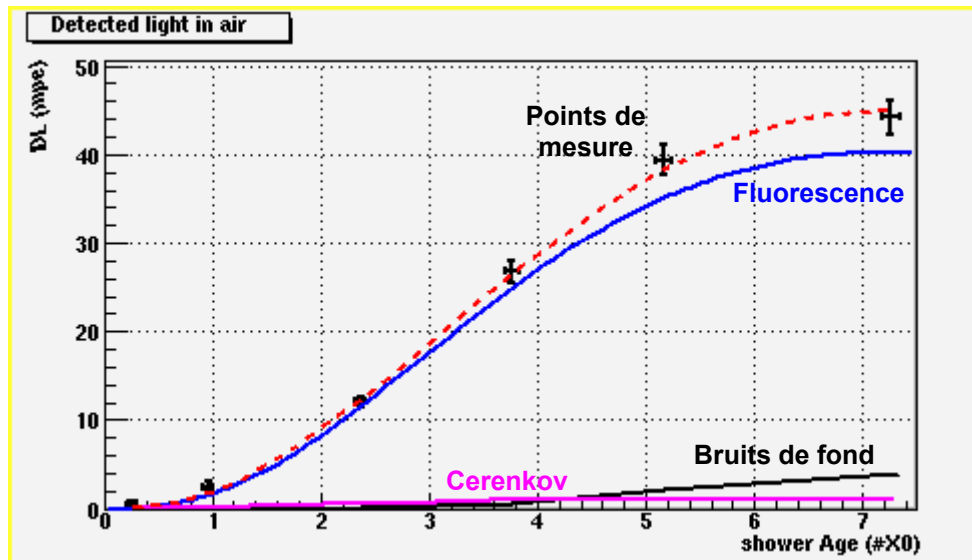


Figure 7. 3 : Différentes contributions à la lumière détectée par MF2 dans l'air à 100 hPa (croix noires) : Fluorescence en bleu, Čerenkov en rose et le bruit de fond en noir.

B. Comparaison air sec - azote pur

Le gaz que l'on étudie dans l'expérience Macfly n'est pas réellement l'air atmosphérique mais un mélange d'environ 80% d'azote et 20% d'oxygène. On étudie aussi la fluorescence de l'azote pur. La comparaison entre la fluorescence de l'air sec et de l'azote pur nous donne une indication sur coefficient de désactivation des états excités de l'azote par l'oxygène ($k_e^{O_2}$). D'après le modèle théorique de la fluorescence de l'air développé au chapitre 4, le rendement $\eta_\lambda^{mélange}$ de la fluorescence d'un mélange azote/oxygène à une pression P vérifie, pour chaque raie λ provenant de l'état excité e de l'azote, l'expression :

$$\eta_\lambda^{mélange}(f_N) = \frac{x_N \cdot \eta_{0_\lambda}^{N_2}}{1 + P \cdot \tau_{e_0} (f_N \cdot k_e^{N_2} + (f_N - 1)k_e^{O_2})} \quad (7.1)$$

Où f_N est la proportion d'azote du mélange, x_N la proportion massique d'azote, τ_{e_0} le temps de vie intrinsèque de l'état existé e , $\eta_{0_\lambda}^{N_2}$ le rendement de l'azote pur à pression nulle et $k_e^{N_2}$ et $k_e^{O_2}$ les coefficients de désactivation de l'état e par les molécules d'azote et d'oxygène.

Le tableau 7.4 rappelle les valeurs choisies pour ces coefficients dans le nouveau modèle de fluorescence ainsi que le rapport entre le rendement de différents gaz calculé à 500 hPa.

Bande	τ_{e_0} (ns)	$k_e^{N_2}$ ($10^3 \text{ s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$)	$k_e^{O_2}$ ($10^3 \text{ s}^{-1} \cdot \text{Pa}^{-1}$)	$\eta_\lambda^{airsec} / \eta_\lambda^{air80/20}$ à 500 hPa	$\eta_\lambda^{N_2} / \eta_\lambda^{air80/20}$ à 500 hPa
2P (0-v'')	37	2,5	62	0,95	6,3
2P (1-v'')	38	6,5	80	0,96	4,0
2P (2-v'')	40	11	110	0,96	3,5
2P (3-v'')	41	13	140	0,96	3,7
1N (0-v'')	65	65	150	0,98	1,6
Moyenne pondérée		11,1	78,4	0,955	4,96

Tableau 7. 4 : Rapport entre les rendements de la fluorescence de l'air atmosphérique sec et de l'air étudié (80% de N₂ et 20% de O₂) et entre ceux de l'azote pur et l'air étudié (à 500hPa et 20°C)

La figure 7.4 représente le rapport entre la production de lumière par fluorescence dans l'azote et dans l'air mesuré au CERN avec MF1 sous un faisceau test d'électrons 50 GeV. La courbe en pointillés représente le rapport théorique entre ces deux mesures calculé à partir du nouveau modèle de fluorescence. On voit que le modèle est compatible avec tous les points de mesure.

Le rapport entre le rendement de l'azote pur et d'un mélange azote/oxygène est déterminé par le rapport entre le coefficient de désactivation moyen des états excités par de l'azote et ceux de l'oxygène. On essaye alors d'ajuster notre modèle aux données expérimentales en laissant libre ce rapport. La courbe en trait plein figure 7.4 représente le modèle ajusté. La valeur obtenue est très proche de notre choix préliminaire. Le rapport entre les coefficients de désactivation obtenu est seulement 4,4% plus important que celui correspondant aux paramètres de base.

La mesure du rapport entre la fluorescence de l'azote pur et de l'air confirme bien les mesures antérieures de Brunet[113] et de Pancheshnyi[116], que nous avons utilisées pour déterminer les paramètres de bases du modèle. Le tableau 7.5 donne le rapport des coefficients de désactivation mesuré par les différentes expériences.

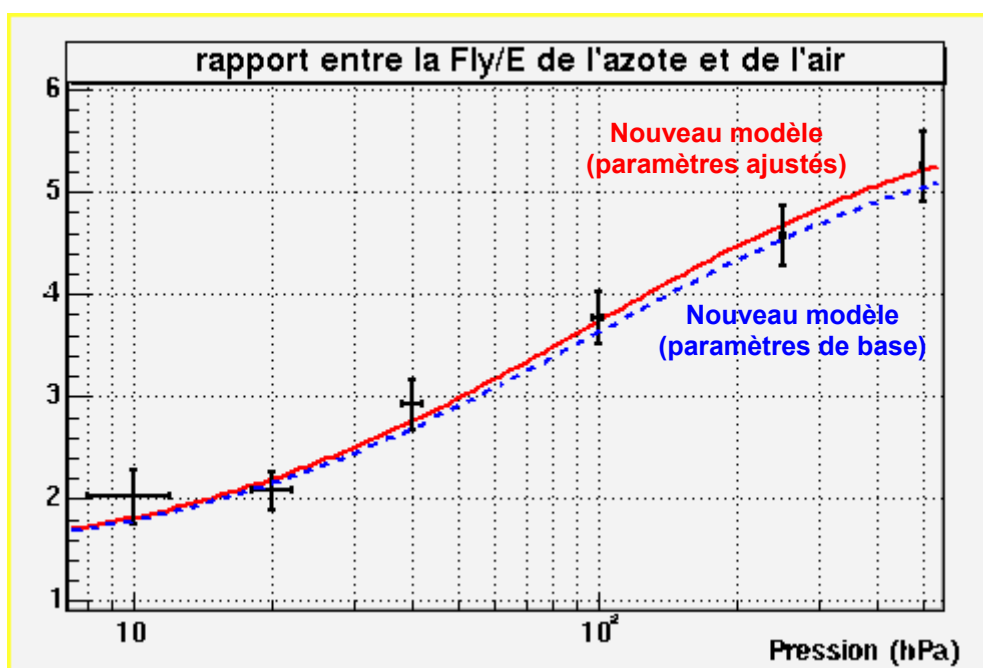


Figure 7.4 : Rapport entre la Fly/E de l'air et de l'azote à une même pression en fonction de cette pression : points de mesure en noir et modèle théorique en pointillé.

Expérience	Brunnet[113]	Pancheshnyi[116][117]	modèle	MACFLY
$k_{C^3\Pi_u, v'=0}^{O_2} / k_{C^3\Pi_u, v'=0}^{N_2}$	23,9	23,1 30	24,8	25,8

Tableau 7.5 : Rapport entre les coefficients de désactivation de l'état $C^3\Pi_u, v'=0$ par l'oxygène et par l'azote mesuré par différentes expériences.

D'autre part, on remarque que le rapport entre les rendements de la fluorescence de l'azote pur et de l'air sec mesurés en laboratoire (donnée dans le tableau 7.1), est seulement de 4 alors que le modèle prédit un rapport supérieur à 5. Cet écart peut s'expliquer par la mauvaise qualité du système de gaz utilisé pour ces mesures. Il suffit de la présence d'environ 1,5% d'oxygène dans l'azote pour obtenir un tel rapport entre les FLY/E.

Le système de gaz utilisé pour cette mesure était préliminaire et il comportait peut-être des petites fuites permettant à de l'air ambiant de polluer l'azote. Cette mesure de la fluorescence de l'azote est peut-être fautive. Toutefois dans le cas de la mesure de la fluorescence de l'air même si l'air sec étudié a été pollué par l'air ambiant dans les mêmes proportions que l'azote, l'influence sur la production de lumière est inférieure à 1%. L'erreur sur la mesure réalisée au LAPP en air sec liée à cette petite fuite serait largement inférieure à l'erreur de la méthode (6%). Elle peut donc être négligée.

C. Dépendance avec les conditions atmosphériques

1. Dépendance en pression

Nous avons mesuré la variation de la production de lumière par fluorescence de l'air en fonction de la pression avec MF1 et MF2 au CERN. La figure 7.5 représente la production de lumière par quantité d'énergie déposée dans l'air en fonction de la pression mesurée par MF1. On compare nos mesures aux modèles de Bunner[110], de Kakimoto[114] et de Nagano[120] ainsi qu'au nouveau modèle de fluorescence proposé dans cette thèse.

Pour déterminer le modèle le plus proche de nos mesures, on fait un ajustement des données en considérant comme seul paramètre libre l'amplitude globale des modèles. La valeur du facteur global multiplié au modèle nous informe sur l'écart moyen entre le modèle et les mesures. La valeur du χ^2 de l'ajustement nous indique la compatibilité entre le modèle de variation et la dépendance mesurée.

Les résultats obtenus grâce aux ajustements sont présentés sur la figure 7.5 (les courbes représentées correspondent aux modèles avant l'ajustement). Pour tous les modèles, on trouve un écart moyen inférieur à 20%, c'est-à-dire inférieur à l'erreur systématique de la mesure absolue. De plus le χ^2 obtenu est inférieur au nombre de degrés de liberté de l'ajustement ($8-1=7$) pour chacun des modèles (le χ^2 est calculé en prenant comme incertitude l'erreur liée à la méthode). Nos mesures sont donc compatibles aussi bien au niveau de l'intensité absolue de production de lumière qu'au niveau de la variation relative de la fluorescence avec la pression avec tous les modèles testés.

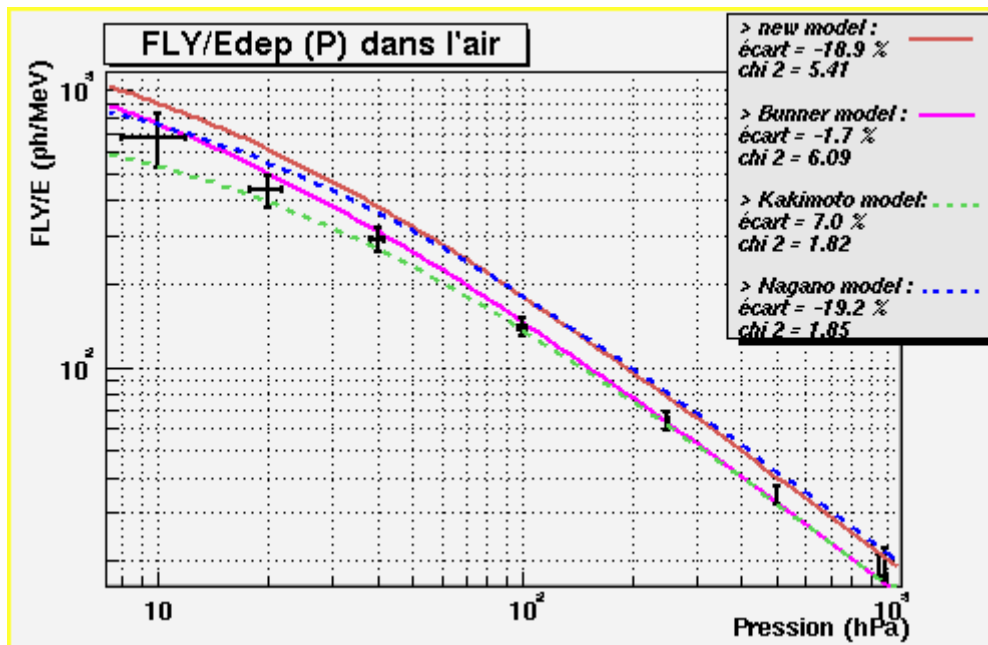


Figure 7.5 : Variation de la FLY/E en fonction de la pression dans l'air. Mesures de MF1 avec des électrons de 50 GeV (croix noires) comparées à différents modèles de fluorescence.

On remarque cependant que le χ^2 est clairement plus faible pour les modèles de Kakimoto et Nagano qui sont des modèles empiriques basés uniquement sur des mesures expérimentales utilisant des filtres, que pour les modèles se basant sur les résultats d'expériences de physique moléculaire (utilisant des monochromateurs). La dépendance avec la pression mesurée avec

MF1 (qui utilise des filtres) semble donc plus proche des mesures du même type que de modèles plus théoriques tels que le modèle de Bunner et le nouveau modèle.

Les mesures de la variation de la fluorescence de l'air en fonction de la pression réalisées avec MF2 donnent quasiment les mêmes résultats que MF1. La figure 7.6 représente le résultat de ces mesures comparé aux mêmes modèles que ceux de la figure 7.5.

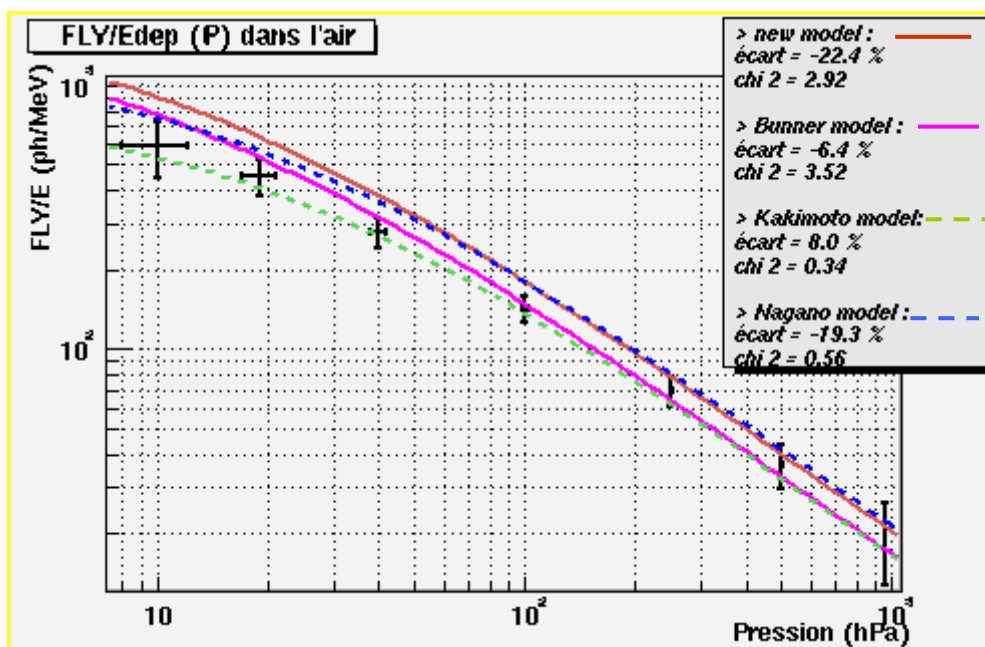


Figure 7. 6 : Variation de la FLY/E en fonction de la pression dans l'air. Mesures de MF2 avec un électron primaire de 50 GeV et une épaisseur de pied de gerbe de 3 cm de cuivre (croix noires) comparées à différents modèles de fluorescence.

On peut expliquer la différence entre les mesures de la variation de la fluorescence en fonction de la pression utilisant un filtre et celles utilisant un monochromateur par la largeur des raies de fluorescence. En effet le spectre de la fluorescence de l'azote est un spectre de bande composé d'une multitude de raies de faible intensité formant presque un continuum entre les raies principales. Par exemple, la figure 7.7 représente un zoom sur les raies $C^3\Pi_u(1-0)$ et $C^3\Pi_u(1-0)$ de N_2 à 315,9 et 313,6 nm avec différentes résolutions spectrales. On constate que la largeur des raies est importante et qu'elle n'est absolument pas symétrique. La queue à gauche de la raie principale est produite par les différents états de rotation possible de la molécule d'azote. Avec la résolution maximale (0,1nm), les différentes raies de faible intensité formant le continuum commencent à apparaître.

Les expériences utilisant un monochromateur mesurent la fluorescence d'une raie sur un pas d'intégration assez étroit (<1 nm). Le continuum relié à la raie n'est alors pas mesuré lors de l'étude de la variation de cette raie avec la pression. Au contraire les expériences utilisant des filtres dont la largeur spectrale minimale est de l'ordre de 10 nm, mesurent bien l'influence de ce continuum. La différence entre les mesures avec filtre et avec monochromateur pourrait provenir d'un comportement différent entre les raies principales et le continuum qui leur est relié. Cette hypothèse pourrait être vérifiée expérimentalement par une mesure simultanée de la dépendance en pression avec un dispositif utilisant des filtres et un monochromateur.

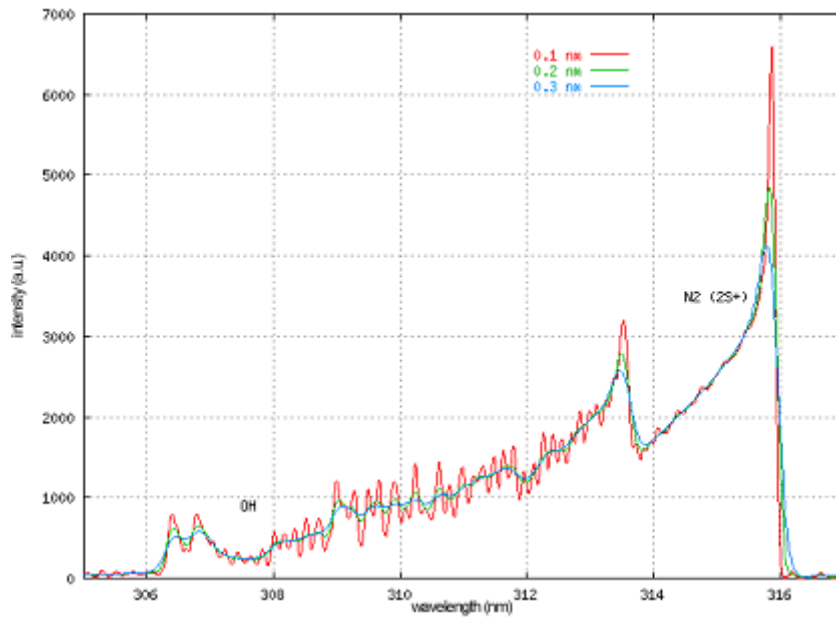


Figure 7. 7 : Spectre de la fluorescence de l'azote entre 305 nm et 317 nm avec différentes résolutions.[131]

Nos mesures sont également en bon accord avec celles de Nagano pour la variation de la fluorescence de l'azote pur en fonction de la pression. La figure 7.7 représente le résultat de notre mesure dans l'azote avec MF1 ainsi que le résultat des ajustements. On obtient toujours un meilleur χ^2 avec le modèle et de Nagano. Cela confirme l'hypothèse faite précédemment d'un comportement différent entre l'amplitude des raies principale et des continuums reliés à ces raies.

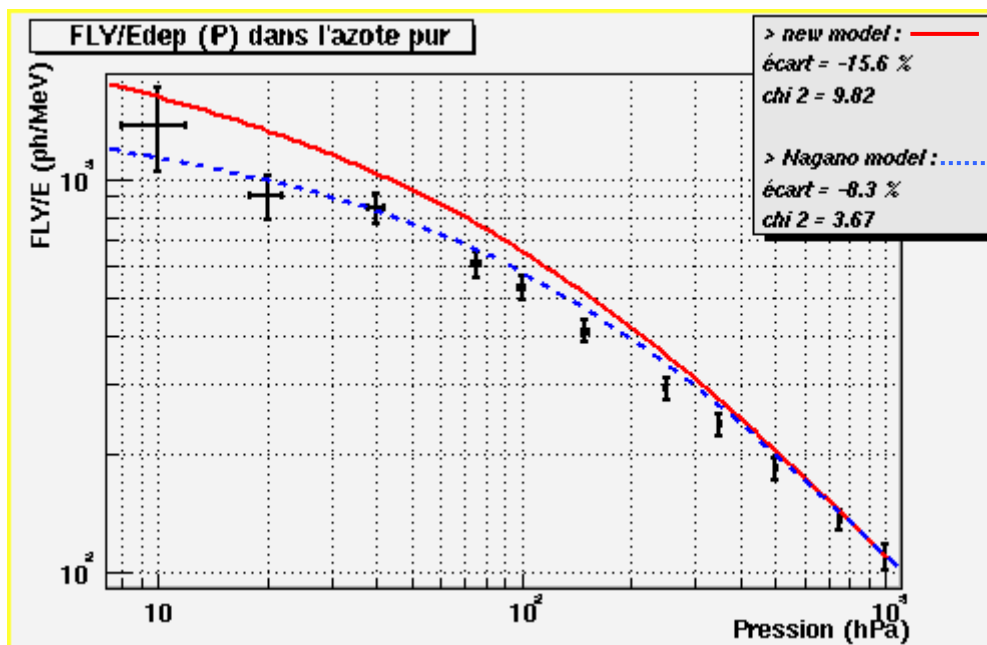


Figure 7. 8 : Variation de la FLY/E en fonction de la pression dans l'azote : points de mesures (en noir) comparé à différents modèles de fluorescence.

Enfin, on essaye d'ajuster les paramètres de notre modèle sur les données expérimentales en laissant libre la pression de référence moyenne P' . On obtient pratiquement la même

modification de P' dans l'azote et dans l'air : la pression de référence moyenne doit être multipliée par un peu plus de 1,5. On obtient ce résultat en diminuant de 35%, le temps de vie des états excités de l'azote dans notre modèle. Après ajustement des temps de vie, on obtient un meilleur χ^2 avec notre modèle qu'avec celui de Nagano ou de Kakimoto, aussi bien dans l'azote ($\chi^2=2,46$) que dans l'air ($\chi^2=1,66$).

Ainsi avec quelques ajustements des paramètres de base, notre nouveau modèle devient le modèle le plus proche de nos données expérimentales.

Avec MF2, nous avons mesuré la fluorescence de l'air avec différents filtres nous permettant de vérifier que la dépendance en pression change suivant la longueur d'onde. Nous présentons ici les résultats pris avec un filtre BG3 (290/440 nm) et une association de filtres BG3+GG385 (385/440 nm). La figure 7.9 représente le rapport entre la production de lumière par fluorescence à une longueur d'onde supérieure à 385 nm (BG3+GG385) et la production de lumière totale (BG3). A pression atmosphérique, on trouve qu'environ 15% de la lumière de fluorescence est produite dans le domaine du filtre GG385. Cela correspond bien au rapport prédit par les différents modèles de fluorescence représenté également figure 7.9.

Les raies à 391,4 nm et à 427,8 nm qui sont produites par un état excité de N_2^+ sont normalement les deux principales raies supérieures à 385 nm. Elles varient avec la pression de façon très différente des autres raies. Ainsi à basse pression leur importance relative devrait augmenter. Sur la figure 7.9, on constate que tous les modèles prédisent effectivement une nette augmentation du rapport FLY_{GG385}/FLY_{BG3} à basse pression.

Cependant le rapport mesuré en fonction de la pression semble constant. Tout se passe comme si les raies de N_2^+ étaient moins intenses que prévue à basse pression. La mesure avec MF1 en BG3+GG385 n'ayant pas fonctionné, on ne peut malheureusement pas vérifier si cet effet est lié à l'utilisation de gerbes électromagnétiques comme source d'excitation.

Toutefois, les incertitudes de mesure avec MF2 étant très importantes, les courbes théoriques passent pratiquement à travers toutes les barres d'erreur. On ne peut alors pas porter de conclusion définitive sur ce point. Il s'agit simplement d'une piste à vérifier ultérieurement grâce à des mesures plus précises.

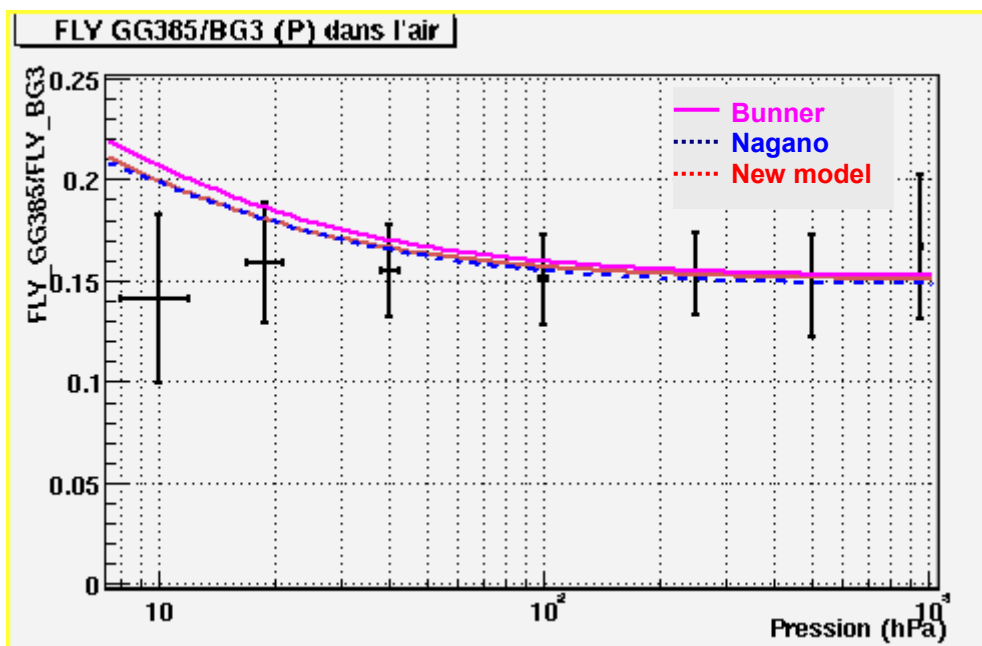


Figure 7.9 : Rapport de la production de lumière par fluorescence de l'air dans le domaine de longueur d'onde des filtres GG385+BG3 et du filtre BG3 comparé aux prédictions théoriques. (mesures de MF2 avec un électron primaire de 50 GeV et une épaisseur de pied de gerbe de 3 cm de cuivre)

2. Dépendance en température

Le test de la boîte thermique à la fin de la campagne de mesure au CERN nous a permis de mesurer la variation de la fluorescence de l'azote pur à 500 hPa entre 30°C et 9°C. Cependant, les variations mesurées sont plus sensibles à la variation du flux d'azote circulant que de la température. Par exemple lorsqu'on passe d'un flux gazeux de 100 l/h à 10 l/h, le signal lumineux détecté diminue d'environ 10%. Ceci s'explique simplement par un problème d'étanchéité dans le système de gaz au niveau du système de refroidissement.

Les données relatives à la dépendance en température ne sont donc malheureusement pas exploitables. La variation de la FLY attendue étant seulement de quelques pourcents (de 5% pour un $\Delta T=30^\circ\text{C}$), la stabilité du dispositif de mesure doit être extrêmement bonne. Le dispositif sera donc amélioré pour les futures campagnes de mesure de la dépendance en température.

3. Dépendance avec l'humidité

Toutes les mesures réalisées étudient la fluorescence de l'air sec provenant de bouteille (80% de N_2 et 20% de O_2), exceptée une mesure faite en laboratoire avec de l'air ambiant. Comme on peut le voir dans le tableau 7.1, la production de lumière semble environ 10% plus faible dans l'air ambiant que dans l'air sec de nos bouteilles.

D'après la différence de composition entre l'air atmosphérique et l'air des bouteilles, si l'air ambiant était sec, on ne s'attendrait qu'à une diminution d'environ 4% de la production de lumière. On estime alors à 6% la diminution de la production de fluorescence de l'air est due à l'humidité ambiante.

D'après le nouveau modèle de fluorescence proposé, une diminution de 6% de la FLY correspond à la présence d'environ 1,2% de vapeur d'eau dans l'air. A 23°C, cette proportion de vapeur d'eau correspond à une humidité relative de l'air de 40%.

Les données Météo-France correspondant à l'heure et au lieu de la mesure de la fluorescence de l'air ambiant en laboratoire (le 21 avril 2004 à 17h35), donnent une humidité relative de 35% \pm 5%[132]. Le résultat obtenu avec le nouveau modèle de fluorescence est donc tout à fait compatible avec cette mesure.

D. Dépendance avec la source d'excitation

1. Electrons d'énergies différentes

Grâce à nos mesures en laboratoire avec une source radioactive et celles utilisant un faisceau test, nous avons mesuré la fluorescence de l'air d'électrons d'énergies très différentes. La figure 7.10 représente la production linéique de la fluorescence (FLY/l) de l'air sec atmosphérique. Sur ce graphique apparaît le résultat de l'expérience Macfly à 1,5 MeV, 20 GeV et 50 GeV ainsi que les mesures d'autres expériences. Les valeurs des points de mesure ont été adaptées pour correspondre à la fluorescence de l'air atmosphérique à 950 hPa et 23°C.

On voit que la variation de la production de lumière suit assez bien la courbe en trait plein qui est proportionnelle à l'énergie déposée dans l'air (voir chapitre précédant). On n'obtient absolument pas une variation proportionnelle à l'énergie perdue par la particule (en pointillé noir) comme le proposait Kakimoto et al[114]. Le coefficient de proportionnalité entre les courbes et les points de mesure est de 21,2 photon/(MeV/(kg.m⁻²)), ce qui correspond à une production de lumière par unité d'énergie dans l'air à 950hPa et 23°C de 19 photon/MeV.

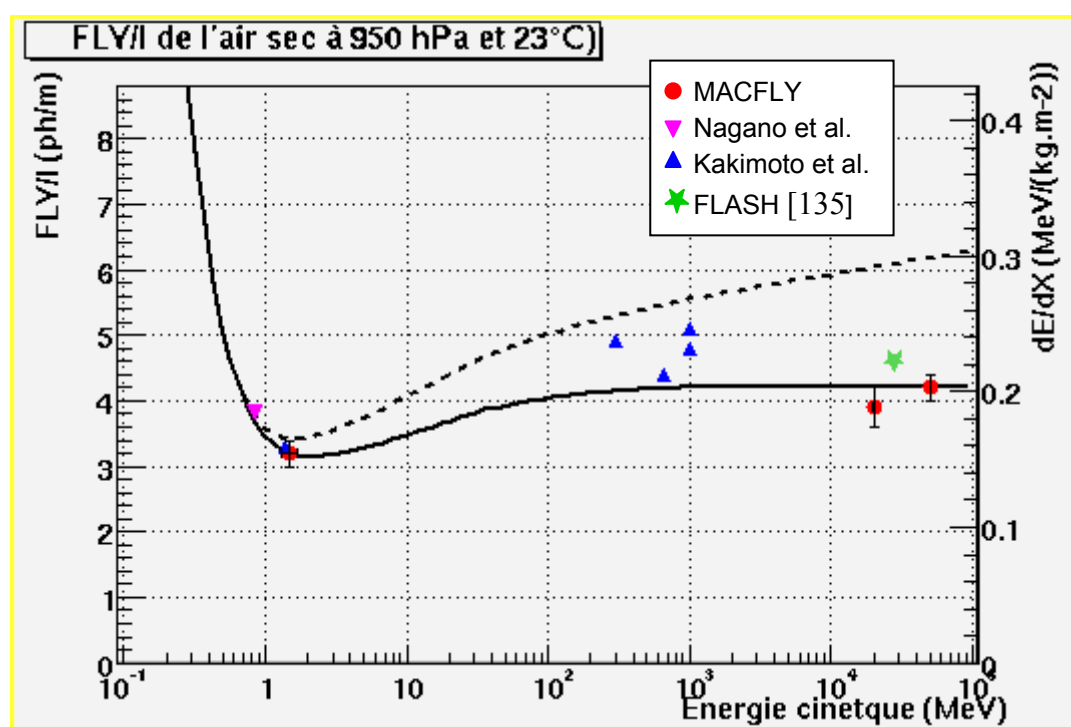


Figure 7. 10: Production linéique de lumière par fluorescence de l'air à 950 hPa et 23°C. Points de mesure de différentes expériences et courbes proportionnelle à l'énergie déposée (train plein) et au dEdX total de la particule (trait pointillé)

On remarque que notre modèle d'énergie déposée reproduit particulièrement bien les différentes mesures malgré la différence entre les productions de lumière par unité d'énergie déposée (FLY/E) calculées par les différentes expériences (voir figure 7.5). En fait ces différences apparaissent principalement lors du calcul de l'énergie déposée dans l'air car pour ce calcul nous n'utilisons pas le même modèle que Nagano et Kakimoto.

Nagano et Kakimoto supposent que l'énergie déposée dans l'air est égale à l'énergie perdue par la particule excitatrice dans l'air, qu'ils calculent grâce à la formule de Bethe-Bloch prenant en compte l'effet de densité proposé par Sternheimer et al.[133]. Cependant la

formule de Bethe-Bloch n'est pas correcte pour des électrons incidents[125]. C'est pourquoi nous utilisons la formule de Berger-Seltzer dédiée aux électrons et aux positons[134]. Cette formule est également utilisée par le programme GEANT pour simuler l'énergie déposée par ionisation[126].

Ainsi, Nagano considère que le dE/dX d'électrons de 0,85 MeV est de $0,1677 \text{ MeV}/(\text{kg.m}^{-2})$ alors que nous obtenons avec notre modèle $0,1817 \text{ MeV}/(\text{kg.m}^{-2})$. La différence entre notre mesure du rendement de la fluorescence et celle de Nagano est alors ramenée de 19% à 12%.

Pour Kakimoto un autre effet s'ajoute puisque pour des électrons de 1,4 MeV, l'effet de délocalisation de l'énergie déposée commence à apparaître. Il suppose que l'énergie déposée dans leur chambre de mesure est égale à l'énergie perdue par la particule, or elle est peut-être légèrement inférieure. Il trouve que le dE/dX d'électrons de 1,4 MeV est $0,1668 \text{ MeV}/\text{km.m}^{-2}$ alors qu'avec notre modèle d'énergie déposée on obtient seulement : $dE_{\text{dep}}/dX = 0,1561 \text{ MeV}/(\text{kg.m}^{-2})$. L'écart entre nos mesures et le modèle de Kakimoto est alors ramené de 7% à 1%.

Par la même occasion, L'utilisation de notre modèle d'énergie déposée pour analyser les résultats de Kakimoto et Nagano réduit fortement l'écart entre les productions de lumière par unité d'énergie déposée, mesuré par ces deux expériences.

Il faut noter cependant que le modèle d'énergie déposée représenté figure 7.10 correspond à l'énergie déposée dans la chambre de mesure MF1. Cette courbe dépend de la géométrie de la chambre et change donc pour chacune des expériences. Le volume des enceintes de mesure des différentes expériences étant toujours du même ordre de grandeur (quelques litres), nous pouvons comparer leurs résultats à la courbe correspondant à MF1. Pour une analyse précise des autres expériences, il faudrait faire une simulation l'énergie déposée dans l'air contenu dans leur chambre de mesure. Par manque de temps, je n'ai pas pu réaliser ces simulations.

En conclusion, le résultat de nos mesures avec des électrons de différentes énergies valide l'hypothèse de notre modèle de fluorescence qui suppose que la production de lumière par fluorescence est proportionnelle à l'énergie déposée quelle que soit la source d'excitation.

2. Dépendance avec l'âge de la gerbe

La figure 7.11 représente la variation de la production de lumière par fluorescence de l'air sec dans l'enceinte MF2, en fonction de l'épaisseur de matière traversée par la gerbe, exprimée en nombre de longueur de radiation (X_0). Cette dépendance a été mesurée pour deux pressions différentes : 100 hPa et 500 hPa. Les courbes en pointillés sont des courbes proportionnelles à l'énergie déposée dans MF2 (voir formule 6.12 au chapitre précédant) ajustées sur les points de mesures. On voit que la production de lumière suit parfaitement le développement de la gerbe pour les deux pressions étudiées.

Sur ce graphique les barres d'erreur sont plus importantes que celles représentées figure 7.2 et 7.3 car elles tiennent compte de l'incertitude liée aux bruits de fond et au rayonnement Čerenkov diffusé par les parois de l'enceinte. Elles pourront être réduites grâce à une meilleure modélisation des surfaces noires dans le programme de simulation.

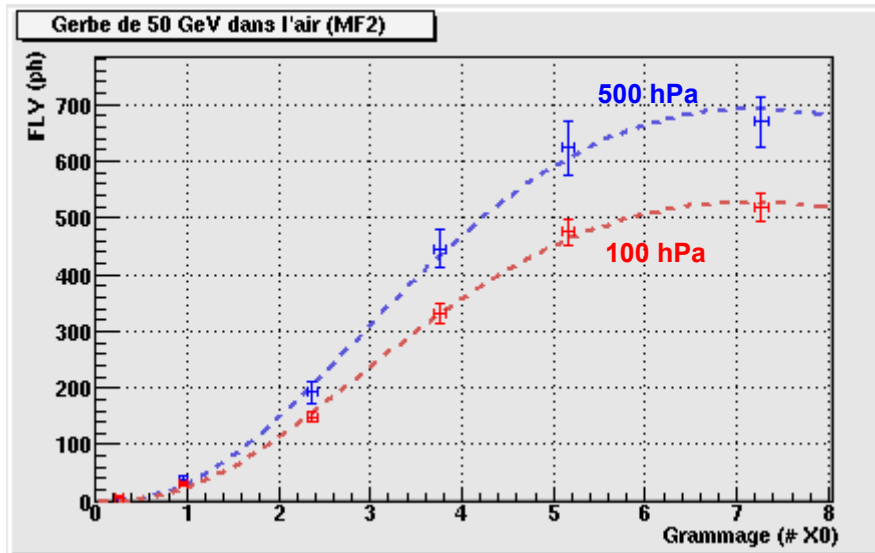


Figure 7. 11 : Lumière produite par fluorescence dans MF2 en fonction de l'âge de la gerbe comparé au développement longitudinal de la gerbe (pointillés).

Pour mieux faire apparaître les variations des propriétés de la fluorescence en fonction de l'âge de la gerbe, on représente sur la figure 7.12 la production de lumière divisée par l'énergie déposée dans l'air (FLY/E). Les valeurs obtenues semblent pratiquement invariantes avec l'âge de la gerbe et sont proches de la FLY/E mesurée par MF1 pour les deux pressions.

On en déduit donc que la production de lumière par fluorescence de l'air est bien proportionnelle à l'énergie déposée dans l'air même avec une gerbe électromagnétique comme source d'excitation. Cette hypothèse utilisée par toutes les expériences détectant les rayons grâce à la fluorescence de l'air pour reconstruire l'énergie des RCUE est donc pour la première fois validée expérimentalement grâce à l'expérience MACFLY.

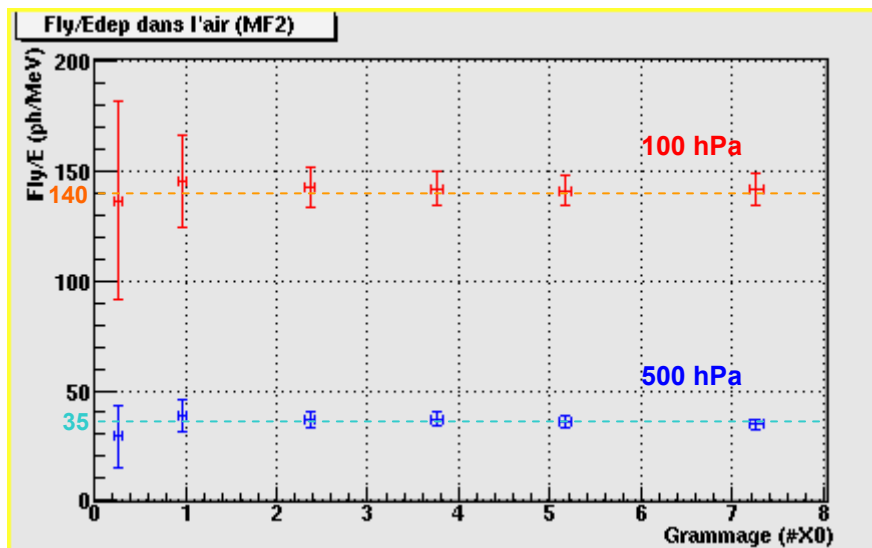


Figure 7. 12 : Production de lumière de fluorescence par quantité d'énergie déposée en fonction de l'âge de la gerbe mesurée par MF2 à 100 hPa et 500 hPa. (En pointillé : résultat de MF1)

E. Conclusion

Les premiers résultats de l'expérience MACFLY ont confirmé les résultats expérimentaux de Nagano et al. Avec MF1, nous avons mesuré une dépendance en pression de la fluorescence de l'azote pur et de l'air sec très similaire à la leur. Ce résultat semble indiquer un comportement différent de la fluorescence de l'air entre la lumière émise par les raies principales (mesure avec monochromateur) et la lumière totale émise sur un domaine spectral (mesure avec filtre).

L'intensité de la production de lumière par fluorescence de l'air sec mesurée est du même ordre de grandeur que celle des expériences précédentes (à 20% près). L'étalonnage du dispositif va se poursuivre dans les mois à venir. On espère atteindre une erreur systématique d'environ 12% sur les mesures prises au CERN, nous permettant de mieux contraindre les modèles.

D'autre part l'expérience MACFLY a mis en évidence la proportionnalité entre la production de lumière par fluorescence et l'énergie déposée dans l'air. Cette proportionnalité a été mesurée aussi bien pour des électrons d'énergies différentes (avec MF1) que pour des gerbes électromagnétiques plus ou moins développées (avec MF2).

L'expérience Macfly est la première expérience à mesurer la fluorescence de l'air induite par une gerbe électromagnétique. Le résultat des mesures est très proche des simulations. Quelles que soient la pression et l'âge de la gerbe, le comportement de la fluorescence de l'air reste identique aux mesures obtenues à partir d'un faisceau d'électrons. Ce résultat essentiel à la reconstruction de l'énergie des RCUEs, a été pour la première fois vérifié expérimentalement.

Enfin nous avons confronté notre nouveau modèle de fluorescence à nos données expérimentales. Nous n'avons pas pu tester toutes les dépendances modélisées par notre modèle car seulement la dépendance en pression a pour l'instant été mesurée. Ainsi les mesures de la fluorescence de l'air sec et de l'azote pur en fonction de la pression qui nous ont permis d'ajuster la valeur moyenne des coefficients de désactivation des états excités de l'azote par l'oxygène et par l'azote ainsi que le temps de vie de ces états excités. Le tableau 7.6 donne la valeur des paramètres du nouveau modèle de fluorescence (chapitre 4, équation 4.34) ajusté aux mesures de l'expérience Macfly1.

Ces résultats sont la première étape d'une série de mesures devant permettre d'étudier la fluorescence de l'air en fonction de toutes les conditions atmosphériques rencontrées par les gerbes atmosphériques. Les dépendances en température et en humidité devraient être mesurées lors des prochaines campagnes de mesures.

Bande	Raie (nm)	Paramètres ajustés à MACFLY 1					Fluorescence de l'air		
		$\eta_0^{N_2}$ (ppm)	τ_{e_0} (ns)	$k_e^{N_2}$ (ms ⁻¹ .Pa ⁻¹)	$k_e^{O_2}$ (ms ⁻¹ .Pa ⁻¹)	$k_e^{H_2O}$ (ms ⁻¹ .Pa ⁻¹)	η_0^{airsec} (ppm)	$P_e^{airsec(20^\circ C)}$ (hPa)	$P_e^{H_2O(20^\circ C)}$ (hPa)
2P (0-v'')	337,1	841	26	2,4	62	100	645	25,8	3,9
	357,7	632					485		
	380,5	209					160		
	405,9	78					60		
	434,4	20					15		
2P (1-v'')	315,9	587	27	6,2	80	95	450	17,1	3,9
	333,9	26					20		
	353,7	169					130		
	375,6	209					160		
	399,8	118					90		
	427,0	29					23		
2P (2-v'')	297,7	130	28	10,5	110	100	100	11,4	3,5
	313,6	209					160		
	350,0	26					20		
	371,1	78					60		
	394,3	52					40		
	420,1	33					25		
2P (3-v'')	296,2	84	29	12,5	140	110	65	8,8	3,2
	328,5	130					100		
	346,9	33					25		
	367,2	26					20		
	389,4	17					13		
1N (0-v'')	391,4	2105	40	60	150	200	1615	3,2	1,25
	427,8	756					580		

Tableau 7. 6 : paramètres du nouveau modèle de fluorescence ajustés aux données de l'expérience MF1.

Conclusion

L'existence des RCUE reste aujourd'hui très énigmatique et elle oblige les physiciens à contraindre fortement leurs modèles d'accélérateur astrophysique ou à faire appel à de nouvelles théories. Les données actuelles d'AGASA et de HiRes, qui souffrent d'un manque de statistique, semblent obtenir des résultats contradictoires notamment sur l'existence de la coupure GZK. Ainsi de nombreuses expériences sont actuellement en cours de construction ou de développement pour déterminer avec précision le spectre des RCUE.

Le projet spatial EUSO devrait permettre de détecter des milliers de RCUE en quelques années alors que depuis 40 ans seulement une douzaine ont été mesurées. Les études menées pendant cette thèse ont montré que le principe de détecter les gerbes atmosphériques depuis l'espace grâce à la fluorescence de l'air, est une bonne idée à ne pas abandonner malgré les difficultés actuelles du projet.

Grâce à la méthode de reconstruction des gerbes que nous avons développée, nous avons montré qu'il est possible de reconstruire tous les types de gerbes d'énergie suffisante ($>5 \cdot 10^{19}$ eV) se développant dans le champ de vue d'EUSO. Pour les gerbes inclinées ($\theta < 50^\circ$), nous utilisons l'écho Čerenkov pour déterminer l'altitude, alors que pour les gerbes plus horizontales ($\theta > 50^\circ$), il est préférable d'utiliser la méthode basée sur la forme du signal de fluorescence. Notre méthode obtient une erreur moyenne sur la reconstruction de l'altitude inférieure à 10%.

Nous avons montré que l'erreur sur la reconstruction de l'énergie liée à notre méthode de reconstruction de l'altitude n'utilisant que le signal de fluorescence est raisonnable (environ 20% à 10^{20} eV). Ainsi avec comme seule information l'intensité du signal lumineux mesuré depuis l'espace par EUSO, nous sommes capables de reconstruire le spectre en énergie des RCUE jusqu'à environ 10^{21} eV (domaine du spectre actuellement inconnu).

Une importante source d'erreur systématique sur la reconstruction de l'énergie provient de l'incertitude sur le rendement de la fluorescence de l'air. Actuellement cette incertitude est de l'ordre de 20%. L'objectif affiché par la communauté internationale est de la réduire à moins de 10%. L'expérience MACFLY que nous avons conçue, optimisée et mise au point en laboratoire, a pour objectif de satisfaire cette demande.

L'expérience MACFLY se compose de deux dispositifs (MF1 et MF2) décrits en détails dans cette thèse. Nous avons effectué nos premières mesures au printemps 2004 au laboratoire (LAPP) et nous avons poursuivi au cours de l'été 2004 auprès d'un faisceau test du CERN.

Après avoir exposé la méthode d'analyse des données et le résultat des simulations des dispositifs (GEANT 4), nous avons présenté les premiers résultats de l'expérience.

Avec MF1, nous avons mesuré la fluorescence de l'air sec et de l'azote pur, à différentes pressions, excités par des électrons de 1,5 MeV, 20 GeV et 50 GeV. Le rendement de la production de lumière par fluorescence n'est pas sensible au changement de l'énergie des particules excitatrices. Dans l'air sec à 950 hPa et 23°C, on obtient une production de lumière de 19 ± 1 photon/MeV. L'erreur systématique de notre dispositif est estimée à environ 20%. Ce résultat est tout à fait compatible avec les mesures des autres expériences.

D'autre part nous avons développé un modèle de variation de la fluorescence de l'air en fonction des conditions atmosphériques (pression, température et humidité). Les premières mesures de l'expérience MACFLY nous ont permis d'ajuster certains paramètres de notre modèle par rapport à la dépendance en pression mesurée. Cette dernière est d'ailleurs très semblable aux dépendances en pression mesurées par Nagano et par Kakimoto qui ont utilisé des dispositifs expérimentaux semblables à MF1. L'ajustement du modèle avec les variations en fonction de la température et de l'humidité de l'air, nécessitera de nouvelles campagnes de mesures.

Avec MF2, nous avons mesuré la fluorescence de l'air sec à différentes pressions induite par des gerbes électromagnétiques plus ou moins développées dans un pied de gerbe. La dépendance en pression mesurée est identique à celle obtenue avec MF1. Nous avons montré également que les propriétés de la fluorescence de l'air restent identiques quel que soit l'âge de la gerbe.

Les premiers résultats de l'expérience sont très encourageants, bien que le projet ne soit pas encore fini, des mesures originales ont déjà été réalisées. Ces résultats valident les hypothèses des modèles de fluorescence utilisés pour la reconstruction de l'énergie des RCUE. Notre travail s'inscrivant dans le projet EUSO, notre méthode de reconstruction a été implémentée dans le programme officiel de reconstruction de l'expérience (ESAF), et j'espère que notre nouveau modèle de fluorescence pourra aussi bientôt faire partie de la simulation. Ainsi cette thèse aura permis de mieux comprendre la fluorescence de l'air et son influence sur les erreurs systématiques des expériences mesurant l'énergie des RCUE grâce à cette fluorescence.

Bibliographie :

- [1] Hess V.F., Phys. Z. 13, 1084 (1912)
- [2] Cronin J.W., T.K. Graisser et S.P. Swordy, Sci. Amer. 276, January 44 (1997)
- [3] Anchordoqui L. et al., (hep-ph/0206072) Int. J. Mod. Phys. A18, 2229-2366 (2003)
- [4] Shikaze Y., 28th ICRC 4027-4030 (2003)
- [5] Nagano M., A.A. Watson, Rev. of Modern Phys., vol.72 N°3, 689-732 (2000)
- [6] Hagiwara et al., (pdg Ch. 23, révisé par T.K. Gaisser et T. Stanev), Phys. Rev. D 66, 010001 (2002)
- [7] Hayashida N. et al. , (astro-ph/9906056) 26th ICRC (1999)
- [8] Takeda M. et al., Astrophys. J. 522, 225-237 (1999)
- [9] Auger P., R. Maze et T. Grivet-Meyer, Académie des sciences, 206, 1721 (1938)
- [10] Linsley J., Phys. Rev. Lett. 10, 146 (1963)
- [11] Fermi E., Phys. Rev. Vol 75-8, 1169 (1949)
- [12] Brownlee R.G. et al., Canadian J. of phys (1968)
- [13] Lawrence M.A. et al., J. of Phys. G 17 733 (1991)
- [14] Bird D. J. et al., Astrophys J. 441: 144 (1995)
- [15] Hayashida N. et al., (astro-ph/0008102) Astron. J. 120, 2190 (2000)
- [16] Afanasiev B.N., Int. Symp on EHECR 32 (1996)
- [17] Aba-Zayyad T. et al., (astro-ph/0208301) Astropart. Phys. 23, 157-174 (2005)
- [18] Ostroski M., (astro-ph/0101053) Astropart. Phys. 18, 229-236 (2002)
- [19] Hillas A.M., Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22 425-444 (1984)
- [20] Ave M. et al., 27th ICRC 381-384 (2001)
- [21] Biermann P. et G. Sigl, (astro-ph/0202425) Lect. Notes Phys. 576, 1-26 (2001)
- [22] Ruffini R. et al., astro-ph/0409341 (2004)
- [23] Mattei A., Proc. XXXX^{ème} Renc. de Moriond (2005)
- [24] Sigl G., (hep-ph /0205051) Annals Phys. 301, 53-64 (2002)
- [25] Sarkar S., hep-ph/0202013 (2002)
- [26] Sigl G., (astro-ph/9503014) Space Sci. Rev. 75, 375-385 (1996)
- [27] Gonzalez-Mestres L., Physics/9704017 (1997)
- [28] Coleman S. et S.L. Glashow, (hep-ph/9812418) Phys. Rev. D59 116008 (1999)
- [29] Fodor Z. et al., hep-ph/0310112 v1 (2003)
- [30] Barrau A., (astro-ph/9907347) Astropart. Phys. 12 269-275 (2000)
- [31] Hagiwara K. et Y. Uehara, (hep-ph/0106320) Phys. Lett. B517, 383-386 (2001)
- [32] Ivanov A.A., S.P. Knurenko et L.Y. Sleptsov, astro-ph/0305053 (2003)
- [33] Greisen K., Phys. Rev. Lett. 16 748 (1966)
- [34] Kuzmin V.A. et G.T. Zatsepin, Pisma Zh. Eksp. Tear. Fiz. 4 114 (1966)
- [35] Cohen F., thèse de l'U. Paris XI Orsay (2003)
- [36] Berezhinsky V., et al, hep-ph/0204357 (2002)
- [37] Deligny O., thèse de l'U. Paris VI (2003)
- [38] Guy J., thèse de l'U. Paris VI (2003)

- [39] Cormier E., thèse de l'U. Paris XI Orsay (2003)
- [40] EUSO report on the phase A study, EUSO-PI-REP-002 (2003)
- [41] De Marco D., P. Blasi et A.V. Olinto, (asrto-ph/0301497) *Astropart. Phys.* 20, 53-65 (2003)
- [42] Sigl G., (astro-ph/0405549) *JCAP* 0408 012 (2004)
- [43] Cronin J.W., *Review of Modern Physics* vol 71 N°2 (1999)
- [44] Landau L.D. et I.J. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 92, 535&735 (1953)
- [45] Migdal A.B., *Phys. Rev.* 103, 1811 (1956)
- [46] Vankov H.P., N. Inoue et K. Shinozaki, (astro-ph/0211051) *Phys. Rev. D* 67 043002 (2003)
- [47] Risse Markus et D. Heck, (astro-ph/0308158) *Astropart. Phys.* 20, 661 (2004)
- [48] Risse Markus, (astro-ph/ 0402300) *Acta. Phys. Polon. B35* 1787-1797 (2004)
- [49] Ajima Y. et al, *Nucl Instr and Meth A* 443 71 (2000)
- [50] Guzik T.G. et al, *Adv in Space Res* 33 1763-1770 (2004)
- [51] Seo E.S. et al, *Adv in Space Res* 33 1777-1785 (2004)
- [52] Kamioka E. et al, *Adv in Space Res* 26 1839-1845 (2001)
- [53] Asakimori K. et al, *Astrophysical Journal* 502 278-283 (1998)
- [54] Girard L., thèse de l'université de Savoie (2004)
- [55] Piron F., thèse de l'université Paris XI Orsay (2000)
- [56] Paré E. et al., *Nucl. Instr. & Meth. A* 490 71-89 (2002)
- [57] Mirzoyan R. et al., *New Astron. Rev.* 42 547-551 (2002)
- [58] Kubo H. et al., *New Astron. Rev.* 48 323-329 (2004)
- [59] Hinton J.A. et al., *New Astron. Rev.* 48 331-337 (2004)
- [60] Lorentz E. et al., *New Astron. Rev.* 48 339-344 (2004)
- [61] Weekes T.C. et al., *Astropart. Phys.* 17 221 (2002)
- [62] Antoni T. et al., *Nucl. Instr. & Meth. A* 513 490-510 (2003)
- [63] Asaoka Y. et al., 28th ICRC 1061-1064 (2003)
- [64] Fukushima M. et al., 28th ICRC 1025-1028 (2003)
- [65] Stecker. F.W. et al., (astro-ph/0408162) *Nucl. Phys. B* 136C, 433-438 (2004)
- [66] Tkatchev L. G. et al., 28th ICRC 497-500 (2003)
- [67] Linsley. J., *USA Aston. Survey Comm. Documents* (1979)
- [68] Allan H.R., "Progress in elementary particle and cosmic rays physics" vol X, Wilson & Wonthusen eds., p 171 (1971)
- [69] Ardouin D. et al., asrto-ph/0504297 v1 (2005)
- [70] Badea A.F. et al., astro-ph/0409319 (2004)
- [71] Ahrens J. at al., *Phys. Rev. D* 66 012005 (2002)
- [72] Ahrens J. at al., *New Atron. Rev.* 48 519-525 (2004)
- [73] Sokalski I. Et al., hep-ex/0501003 (2005)
- [74] Tsirigotis A. et al., *Eur. Phys. J. C* 33 S956 (2004)
- [75] Nahnhauser R., *Procs XXXX^{ème} Renc. De Moriond* (2005)
- [76] Miele G., L. Perrone et O. Pisanti, astro-ph/0412321(2004)
- [77] Sasaki M., Y. Asaoka et M. Jobashi, *Astropart. Phys.* 19, 37-46 (2003)

- [78] Fargion D. et al., astro-ph/0501033 (2005)
- [79] EUSO collaboration, Report on the phase A Study, EUSO-PI-REP-002 (2003)
- [80] NASA , note interne EUSO-OM-DESIGN-001-2 (2003)
- [81] Espirito Santo M.C., J. Gomes et M. Pimenta, 28th ICRC 1089-1092 (2003)
- [82] Koang D.H. et al., 28th ICRC 1089-1092 (2003)
- [83] <http://root.cern.ch/>
- [84] Naumov D., note interne EUSO-SDA-REP-015 (2003)
- [85] Heck D. et al., rapport FZKA6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [86] Sciutto S.J., astro-ph/9905185 (1999)
- [87] Bottai S., 27th ICRC 848 (2001)
- [88] Engel R. et al., 26th ICRC 415 (1999)
- [89] Linsley J., 27th ICRC 502 (2001)
- [90] Greisen K., Ann. Rev. Nucl. Sci. 10, 63 (1960)
- [91] COEAS, “U.S. Standard Atmosphere 1976”, U.S. Gov. Print. Office (1976)
- [92] Kneizys F.X. et al., “The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 MODEL”, Abreu & Anderson Eds. (1996)
- [93] Bernlöhr K., (astro-ph/9908093) Astropart. Phys. 12, 255-268 (2000)
- [94] Moreggia S., rapport de stage DEA INPG, UJF Grenoble I (2003)
- [95] Colin P., rapport de stage DEA INPG, UJF Grenoble I (2002)
- [96] Maria Concetta Maccarone et al., Astronomical Data Analysis Conference (2004)
- [97] Agnetta G. et al., 28th ICRC 1097 (2003)
- [98] Giarrusso S. et al., 28th ICRC 849 (2003)
- [99] Colin P., note interne EUSO-SIM-REP-006 (2003)
- [100] Montanet F., note interne EUSO-SIM-REP-009 (2003)
- [101] Cordero A. et al., 29th ICRC 101-106 (2005)
- [102] Mayhew C. et R.Simmon, NASA/GSFC : <http://antwarp.gsfc.nasa.gov/apod/ap001127.html> (2000)
- [103] Boeck W.L. et al., J. Atmos. Solar Terr. Physics, 60, 669-677 (1998)
- [104] Colin P., D.V. Naumov et P. Nedelec, note interne EUSO-SDA-REP-016 (2003)
- [105] Naumov D.V., Y. Takahashi, P. Colin et P. Nedelec, note interne EUSO-SDA-REP-017 (2003)
- [106] Huggins W., Proc. Roy. Soc. A 72, 196. (1903)
- [107] Grün A.E. et E. Schopper, Z. Naturforsch (1954)
- [108] Birks J.B., “The theory and practice of scintillation counting”, chapitre 14. Pergamon press (1964)
- [109] Davidson G. et R. O’Neil, J of chem phys 41 12 3946 (1964)
- [110] Bunner A.N., thèse de l’université Cornell, Ithaca-NY (1967)
- [111] Hartman P.L., Planetary space science, 16 1315 (1968)
- [112] Mitchell K.B., J. of chem. Phys., 53 5 1795 (1970)
- [113] Brunet H., thèse de l’université P. Sabatier, Toulouse (1973)
- [114] Kakimoto F. et al., Nucl. Instr.& Meth. A 372 527-533, (1996)
- [115] Giarrusso, S., et al., Proc. SPIE'98 Conf 3445, 460-469, (1998)
- [116] Pancheshnyi S.V., S.M. Starikovskaia et A.Y. Starikovskii, Chem. Phys. Lett. 294 6 523 (1998)

- [117] Pancheshnyi S.V., S.M. Starikovskaia et A.Y. Starikovskii, Chem. Phys. 262 349-357 (2000)
- [118] Morii H. et al., Nucl Instr & Meth Phys Res A (2004)
- [119] Nagano M. et al., (astro-ph/0303193) Astropart. Phys. 20, 293-309 (2003)
- [120] Nagano M. et al., (astro-ph/0406474) Astropart. Phys. 22, 235-248 (2004)
- [121] Fraga M., présentation à l'IWFM05[124] (2005)
- [122] <http://www.physics.utah.edu/~fiwaf/done/index.html> (2002)
- [123] <http://www.auger.de/events/air-light-03/> (2003)
- [124] <http://lappweb.in2p3.fr/IWFM05/> (2005)
- [125] Eidelman S. et al. "Particle Data Groupe", Phys. Lett. B592, 1 (2004)
- [126] Weillish H.P., M. Maire et L. Urban "Geant4 Physics Reference Manual" :
<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/print/PhysicsReferenceManual.pdf> (2004)
- [127] Encyclopédie Wikipédia, <http://fr.wikipedia.org/wiki/Accueil>
- [128] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [129] Colin P., notes techniques de MACFLY : Macfly_TN_01 et Macfly_TN_02 (2003)
- [130] Philips Photonics « photomultiplier tubes, principes & application », Philips Export B.V. (1994)
- [131] Faure G. et al, J. Phys. D: Appl. Phys. 31 1212-1218 (1998)
- [132] Nedelec P., communication privée avec Meteo-France (2005)
- [133] Sternheimer R.M. et al., Phys. Rev. B 26 11 6067 (1982)
- [134] Seltzer S.M. et M.J. Berger, Int. J. of Applied Rad. 35, 665 (1984)
- [135] Reil K., présentation à l'IWFM05[124], astro-ph/0506741 (2005)

Annexes

Annexe A : Formule de **Berger-Seltzer**
Annexe B : Résultat de **Macfly2**

Annexe A : Formule de Berger-Seltzer

La formule semi-empirique de **Berger-Seltzer** détermine l'énergie déposée par ionisation par des électrons ou des positons énergétiques. La formule décrite ci-dessous est celle utilisée par GEANT4 et par notre modèle de fluorescence de l'air.

$$\left. \frac{dE}{dl} \right|_{E_T < E_{seuil}} = 2\pi r_e^2 mc^2 n_{el} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2(\gamma+1)}{(1/mc^2)} + F^\pm(\tau, \tau_{up}) - \delta \right) \quad (4.7)$$

Avec :

r_e	: Rayon classique de l'électron	$r_e = 2,81794 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
mc^2	: Energie massique de l'électron	$mc^2 = 0,5109989 \text{ MeV}$
n_{el}	: Densité électronique du matériau traversé	$n_{el} = 3,8873 \cdot 10^{26} \text{ e}^-/\text{m}^3 \text{ (air STP*)}$
γ	: Facteur de Lorentz	$\gamma = E/mc^2$
β	: Vitesse relative de la particule	$\beta^2 = 1 - (1/\gamma^2)$
I	: Energie d'excitation moyenne des électrons	$I = 85,7 \text{ eV dans l'air}$
F^\pm	: F^+ pour un positon et F^- pour un électron	Voir ci-dessous
δ	: Correction de l'effet de densité	Voir ci-dessous
E_T	: Energie transférée aux électrons	
E_{seuil}	: Energie seuil de la simulation	(Si $E_T > E_{seuil} \Rightarrow$ Rayon delta)

* STP : condition Standard de Température et de Pression. $T = 0^\circ\text{C} = 273,15\text{K}$ et $P = 1\text{atm} = 101325 \text{ Pa}$

Fonction $F^\pm(\tau, \tau_{up})$:

Pour un positon incident l'énergie maximum transférer E_{max} est l'énergie cinétique E_c du positon. Et pour un électron E_{max} est l'énergie $E_c/2$ car deux électrons sont indiscernables.

On définit alors $\tau = E_c/mc^2 = \gamma - 1$.

Pour un électron $\tau_{max} = \tau/2$ et pour un positon $\tau_{max} = \tau$

On définit $\tau_{up} = E_{up}/mc^2$ avec E_{up} l'énergie maximum transférer par ionisation :

$$E_{up} = \min(E_{max}, E_{seuil}).$$

$$\tau_{up} = \min(\tau_{max}, E_{seuil}/mc^2).$$

On a alors :

$$F^+(\tau, \tau_{up}) = \ln(\tau \cdot \tau_{up}) - \frac{\tau_{up}^2}{\tau} \left(\tau + 2\tau_{up} - \frac{3\tau_{up}^2 \cdot y}{3} - \left(\tau_{up} - \frac{\tau_{up}^3}{3} \right) y^2 - \left(\frac{\tau_{up}^2}{2} - \tau \frac{\tau_{up}^3}{3} + \frac{\tau_{up}^4}{4} \right) y^3 \right)$$

avec $y = 1/(\gamma+1)$.

et

$$F^-(\tau, \tau_{up}) = -1 - \beta^2 + \ln\left((\tau - \tau_{up})\tau_{up}\right) + \frac{\tau}{\tau - \tau_{up}} + \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\tau_{up}^2}{2} + (2\tau + 1) \ln\left(1 - \frac{\tau_{up}}{\tau}\right) \right)$$

Effet de densité δ :

Pour calculer le terme de correction du à l'effet de densité δ (formalisme de Sternheimer). On définit x la variable cinétique de la particule par :

$$x = \log_{10}(\gamma\beta) = \ln(\gamma^2\beta^2)/4,606$$

$\delta(x)$ est alors définit ainsi :

$$\begin{aligned} \text{pour } x < x_0 : & \quad \delta(x) = 0 \\ \text{pour } x_0 < x < x_1 : & \quad \delta(x) = 4,606x - C + a(x_1 - x)^3 \\ \text{pour } x > x_1 : & \quad \delta(x) = 4,606x - C \end{aligned}$$

Avec :

$$C = 1 + 2 \ln \left(\frac{I}{\sqrt{4\pi \cdot n_{el} \cdot r_e} \hbar c} \right)$$

$$a = (C - 4,606x_0) / (x_1 - x_0)^3$$

et pour les milieux gazeux:

pour $C < 10$:	$x_0 = 1,6$	$x_1 = 4$
pour $10 < C < 10,5$:	$x_0 = 1,7$	$x_1 = 4$
pour $10,5 < C < 11$:	$x_0 = 1,8$	$x_1 = 4$
pour $11 < C < 11,5$:	$x_0 = 1,9$	$x_1 = 4$
pour $11,5 < C < 12,25$:	$x_0 = 2$	$x_1 = 4$
pour $12,25 < C < 13,8$:	$x_0 = 2$	$x_1 = 5$
pour $C > 13,8$:	$x_0 = 0,326C - 2,5$	$x_1 = 5$

et pour les milieux condensés :

Pour $I < 100$ eV et	$C < 3,681$:	$x_0 = 0,2$	$x_1 = 2$
	$C > 3,681$:	$x_0 = 0,326C - 1$	$x_1 = 2$
Pour $I > 100$ eV et	$C < 5,215$:	$x_0 = 0,2$	$x_1 = 3$
	$C > 5,215$:	$x_0 = 0,326C - 1,5$	$x_1 = 3$

Annexe B : Résultat de Macfly2

Résultats de Macfly2 lors de la campagne de mesure « août 2004 au CERN » analysés en ce jour de soutenance.

Gaz	Temp. (± 1°C)	Pied de gerbe (cm)	Pres. (± 2hPa)	DL (mPe)	Bgd (mPe)	CLY (mPe)	FLY (Ph)	±σFLY (méthode)	±σFLY (absolue)	Edep (MeV)	FLY/E (ph/MeV)
Air sec	26°C	0	100	0,6	0,0	0,05	7,24	± 2,8	± 3,26	0,053	136,5
	24,5°C		500	0,8	0,0	0,25	7,24	± 3,8	± 4,14	0,247	29,30
	26°C	1	100	2,5	0,0	0,2	30,26	± 7,4	± 10,1	0,208	145,5
	24,5°C		500	4	0,0	1,0	39,47	± 8,6	± 13,0	1,02	38,70
	26°C	3	10	4,8	0,2	0,0	60,53	± 7,7	± 15,86	0,103	587,6
			19	6,8	0,2	0,0	86,84	± 10,5	± 22,49	0,192	452,3
			40	9	0,2	0,1	114,5	± 13,5	± 29,49	0,41	279,2
			100	12,1	0,2	0,6	148,7	± 17,5	± 38,30	1,04	143,0
			250	15,4	0,2	1,5	180,3	± 23,2	± 47,39	2,6	69,3
			500	19,2	0,2	4,4	192,1	± 36,8	± 57,37	5,28	36,4
			960	25,1	0,2	9,0	209,2	± 68,2	± 83,31	10,19	20,5
	24,5°C	5	100	26,8	0,6	1,0	331,6	± 37,4	± 84,2	2,33	142,3
			500	41,7	0,6	7,2	446,1	± 69,3	± 124,0	12	37,17
	26°C	7	10	18	2,2	0,05	207,2	± 24,0	± 53,2	0,333	622,3
			19	23,1	2,2	0,1	273,7	± 31,1	± 70,0	0,622	440,0
			40	30,4	2,2	0,2	368,4	± 41,3	± 94,0	1,33	277,0
			100	39,4	2,2	1,0	476,3	± 53,1	± 121,4	3,37	141,3
			250	49	2,2	3,5	569,7	± 67,4	± 146,9	8,6	66,2
			500	59,6	2,2	10,0	623,7	± 96,5	± 172,4	17,5	35,6
			960	74,3	2,2	20,0	685,5	± 157,4	± 222,4	33,8	20,3
	24,5°C	10	100	44,2	4,0	0,8	518,4	± 57,9	± 132,4	3,65	142,0
			500	62,9	4,0	8,0	669,7	± 94,0	± 183,3	19,2	34,88
N ₂	24°C	3	18	8,7	0,2	0,0	111,84	± 17,5	± 31,0	0,178	628,33
			40	17,8	0,2	0,1	230,26	± 30,4	± 60,9	0,4	575,66
			72	25,7	0,2	0,3	331,58	± 38,7	± 85,3	0,72	460,53
			100	30	0,2	0,6	384,21	± 55,3	± 104,0	1,01	380,41
			150	38,6	0,2	1,0	492,11	± 56,3	± 126,0	1,52	323,75
			250	49	0,2	1,8	618,42	± 68,3	± 157,3	2,5	247,37
			350	57	0,2	2,8	710,53	± 78,0	± 180,5	3,6	197,37
			500	67	0,2	4,4	821,05	± 95,6	± 211,0	5,16	159,12
			750	75	0,2	6,8	894,74	± 107,6	± 231,5	7,76	115,30
			1000	82	0,2	9,5	951,32	± 125,4	± 251,5	10,5	90,60
		7	6	13,5	2,2	0,0	148,68	24,9	42,2	0,19	790,87
			18	30	2,2	0,0	365,79	49,3	97,2	0,59	616,50
			40	58	2,2	0,1	732,89	80,4	186,2	1,33	549,67
			72	85	2,2	0,3	1085,53	115,6	274,3	2,4	452,30
			100	104	2,2	0,6	1331,58	139,0	335,3	3,37	395,52
			150	127	2,2	1,0	1628,95	171,3	410,7	5,07	321,50
			250	163	2,2	1,8	2092,11	219,6	527,3	8,33	251,05
			350	188	2,2	2,8	2407,89	254,1	607,4	12,0	200,66
			500	216	2,2	4,4	2755,26	292,0	695,6	17,2	160,19
			750	246	2,2	6,8	3118,42	332,2	788,0	25,87	120,56
vide	26°C	0	1	<0,2	0	0					
		3	1	0,5	0,2	0					
		7	1	3	2,2	0					

Tableau A. 1 : Résultat de MF2 / canal 7 du QDC : Filtre BG3 + PM n°3129

Gaz	Temp. (± 1°C)	Pied de gerbe (cm)	Pres. (± 2hPa)	DL (mPe)	Bgd (mPe)	CLY (mPe)	FLY (Ph)	±σFLY (méthode)	±σFLY (absolue)	Edep (MeV)	FLY/E (ph/MeV)	
Air sec	24,5°C	3	10	0,8	0,15	0,00	8,55	± 3,40	± 3,92	0,103	83,04	
	26°C		19	1,2	0,15	0,00	13,82	± 3,57	± 4,77	0,192	71,96	
			40	1,5	0,15	0,00	17,76	± 3,74	± 5,53	0,41	43,32	
			100	1,9	0,15	0,05	22,37	± 4,45	± 6,79	1,04	21,51	
			250	2,4	0,15	0,15	27,63	± 5,30	± 8,26	2,6	10,63	
			500	2,7	0,15	0,40	28,29	± 5,87	± 8,74	5,28	5,36	
			960	3,7	0,15	0,90	34,87	± 8,88	± 11,94	10,19	3,42	
vide	26°C	0	1	<0,2	0	0						
		3	1	<0,2	0,15	0						
		7	1	0,7	1,5?	0						

Tableau A. 2 : Résultat de MF2 / canal 9 du QDC : Filtre BG3+GG385 + PM n°3256

Résumé

Le projet **EUSO** (Extreme Universe Space Observatory) est basé sur un concept novateur pour mesurer le flux de RCUE (**Rayon Cosmique Ultra Energétique**) en observant depuis l'espace la lumière (fluorescence de l'air et rayonnement Cerenkov) produite par les **gerbes atmosphériques**.

Après une vue générale du contexte scientifique et une description du projet EUSO, une méthode de **reconstruction** des gerbes vues depuis l'espace est présentée. Cette méthode originale permet de reconstruire les caractéristiques d'un RCUE en utilisant uniquement la forme du signal de fluorescence produit par la gerbe au cours du temps (sans autre source d'information). Cette méthode a des résultats particulièrement intéressants pour les **gerbes horizontales**.

La deuxième partie de cette thèse concerne l'étude et la mesure de la **fluorescence de l'air** grâce à l'expérience **MACFLY** (Measurement of Air Cerenkov and Fluorescence Light Yield). Après un état de l'art de nos connaissances dans le domaine, un **modèle de FLY** (quantité de lumière produite par fluorescence) proportionnelle à l'énergie déposée dans l'air est proposé. Ensuite l'expérience MACFLY et la méthode d'analyse des données utilisée sont décrites en détail. L'expérience est composée de deux dispositifs. Le premier (Macfly1) qui mesure la fluorescence produite par une seule particule a mesuré la FLY d'**électron** de **1,5 MeV** (source radioactive), **20 GeV** et **50 GeV** (faisceau test du CERN). Le deuxième (Macfly2) qui mesure la fluorescence produite par une **gerbe électromagnétique**, a permis de faire la première mesure mondiale de la dépendance de la FLY avec l'âge de la gerbe. La dépendance en pression a également été mesurée avec les deux dispositifs.

Grâce à un programme de simulation **GEANT4**, nous comparons nos mesures aux modèles de fluorescence. L'hypothèse de la proportionnalité entre la FLY et l'énergie déposée dans l'air a été vérifiée. On trouve le même résultat avec Macfly1 et Macfly2. Dans l'air à 950 hPa, 23°C et 0% d'humidité on obtient :

$$\text{FLY}=19 \pm 4 \text{ photons/MeV}$$

Abstract

The **EUSO** project (Extreme Universe Space Observatory) is an innovative concept to measure the UHECR (**UltraHigh Energy Cosmic ray**) spectrum by observing from space the light (air fluorescence and Cerenkov radiation) produced in the atmosphere by EAS (**Extensive Air Shower**).

After an overview of the scientific context and an EUSO project description, a **reconstruction** method of EAS seen from space is presented. This new method enable one to reconstruct the UHECR parameters (Energy, direction, X_{max}) using only the fluorescence signal shape (without extra information). This method is very efficient for the **horizontal EAS**.

The second part of this thesis deals with the study and the measurement of the air fluorescence with the **MACFLY** experiment (Measurement of Air Cerenkov and Fluorescence Light Yield). After a state of the art on the air fluorescence knowledge, a **model of FLY (Fluorescence Light Yield)** proportional to the Energy released in air is proposed.

The experiment MACFLY and the data analysis method are described in detail. The experiment is composed of two devices. The first (Macfly1) which measures the fluorescence produced by only one particle measure the FLY of **electron** of **1.5 MeV** (radioactive source), **20 GeV** and **50 GeV** (CERN test beam). The second (Macfly2) which measure the fluorescence produced by an **electromagnetic shower**, was the first experiment to measure the shower age dependence of the FLY. The pressure dependence was also measured by the two devices.

Thanks to a **GEANT4** simulation program, we compare our measurements with the FLY models. The assumption of the proportionality between the FLY and the energy deposited has been checked. One finds the same result with Macfly1 and Macfly2. In the air at 950 hPa, 23°C and 0% of moisture one obtains:

$$\text{FLY}=19 \pm 4 \text{ photons/MeV}$$